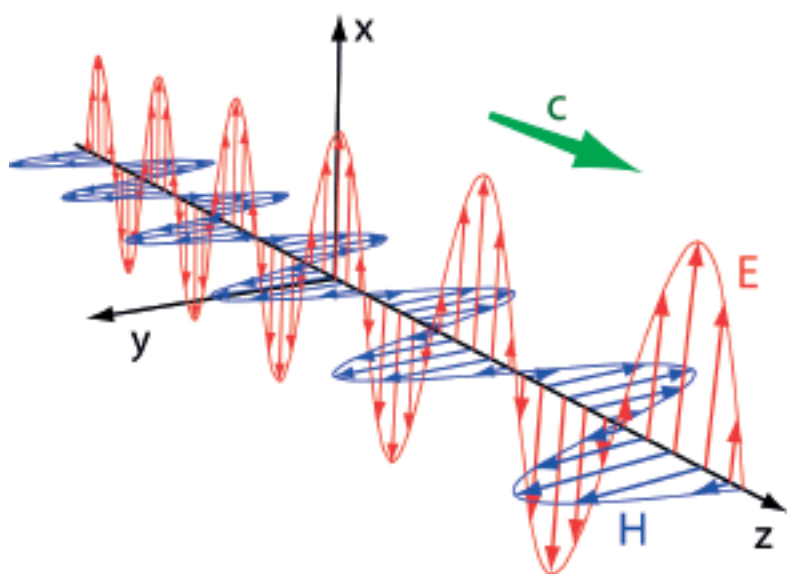


Fra Fysikkens Verden



Planpolarisert elektromagnetisk bølge
(Se artikkel om Polarisering av lys)

Nr. 1 – 2013
75. årgang

Utgiver:
Norsk Fysisk Selskap

Redaktører:
Øyvind Grøn
Marit Sandstad

Redaksjonssekretær:
Karl Måseide

Innhold

Arnt Inge Vistnes:	
Polariseing av lys	4
L. Lydersen og J. Skaar:	
Kvantekryptografi	10
Øyvind Grøn:	
Negativ absolutt-temperatur	19
Fra Redaktørene	2
FFV Gratulerer	2
Birkelandsprisen til Yun Cheng	
In Memoriam	3
Torleiv Buran (1938-2012)	
Indeks 2012	15
Fysikknytt	24
Raskt roterende svart hull	
Fysikk i skolen	26
Spanande fysikkoppgåve	
Hva skjer	29
Åpningen av Bohr-året 2013	
Yaras Birkelandpris 2013	
Nytt fra NFS	30
Fysikermøtet 2013	
Prisutdelinger ved Fysikermøtet	
Nordisk fysikermøte i Lund	
Nye medlemmer	
Nye Doktorer	31
PhD Peter Lundgaard Rosendahl	
Trim i FFV	31

Fra Redaktørene

I år er det 100 år siden kvinner fikk stemmerett i Norge. Dette kan være en passende anledning til å reflektere litt over hva det vil si å være kvinne og fysiker.

I 2013 er det også 110 år siden første gang en kvinne, Marie Curie, fikk nobelprisen, og hun fikk den i fysikk for sin forskning på radioaktive fenomener. Det er også den eneste gangen en kvinne har fått Nobelprisen i fysikk. Dermed er det påtagelig at de fleste store oppdagelser i fysikken er gjort, og tilsynelatende blir gjort, av menn. Og mens det blant nobelprisvinnerne i fysikk har blitt stadig mer sammensatt hva gjelder nasjonalitet og kultur, har ikke det samme skjedd med kjønns sammensetningen. Hvorvidt dette er naturlig eller kulturgitt får bli opp til andre å avgjøre, men jeg tror de færreste likevel vil være uenige i at gode fysikere kan være av begge kjønn.

Ser jeg tilbake på min egen vei til å bli fysiker, har et annet av årets jubileer vært viktig. Bohrs atommodell, som fyller 100 år i år, husker jeg som en teori som hadde alt. Den var enkel, ga fine kvantitative beskrivelser av en fascinerende elementær verden og den hintet også til dypere forklaringer. I tillegg var den utviklet av en danske. Han føltes nærmere enn Einstein eller Newton, fordi han var skandinav. For meg var et gjenkjennelig forbilde en motivasjonsfaktor. På samme måte blir jeg alltid litt glad når jeg hører om fremragende kvinnelige fysikere, fordi de er litt mer som meg.

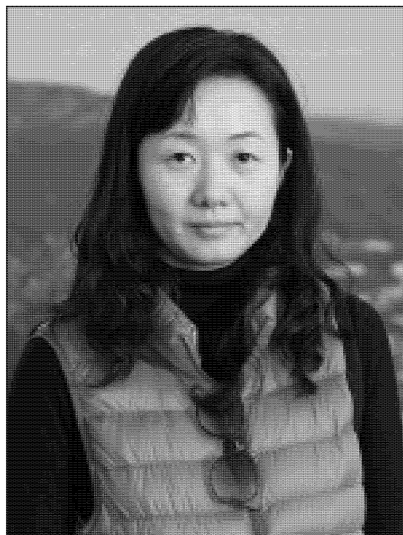
Dette synes jeg de av oss som underviser og formidler kan tenke på innimellom. Det er massevis av kvinner som har gitt betydelige bidrag til fysikken både tidligere og nå, her i FFV senest eksemplifisert ved forrige nummers portrett av Marietta Blau, og ved fjorårets kavliprismottagere. Jeg mener absolutt det er verdt å tenke igjennom om man kan nevne kvinnelige fysikers innsats der det passer inn, og det er ikke bare kvinner vi bør snakke litt mer om. Å trekke fram et bredt spekter av fysikere med ulik bakgrunn f.eks. fra utenfor Europa og USA og av begge kjønn, mener jeg er en viktig del av det å vise at fysikken ikke egentlig bryr seg om hvem man er, men om hva man gjør.

Med denne utfordringen vil jeg takke for meg som redaktør for Fra Fysikkens Verden.

Marit Sandstad

FFV Gratulerer

Birkelandprisen til Yun Cheng



Yaras Birkelandpris for unge forskere ble i 2012 tildelt Dr. Yun Cheng fra Wuhan, Kina, for hennes doktoravhandling ved UiB og bidrag til forståelsen av universets urstoff, kvark-gluonplasmaet.

Dette var et overraskende, men ikke unaturlig valg for Yara (før Norsk Hydro). Selskapets pionér, Kr. Birkeland, sendte allerede i 1906 et entusiastisk forslag til Wallenberg-brødrene om utnyttelse av naturlig radioaktivitet til atomkraft. Forslaget ble høflig satt på vent til etter nitrogen og gjødning. En klok beslutning; først 30 år senere gikk teppet opp for fisjon og kjedereaksjoner, atomkraft i stor skala.

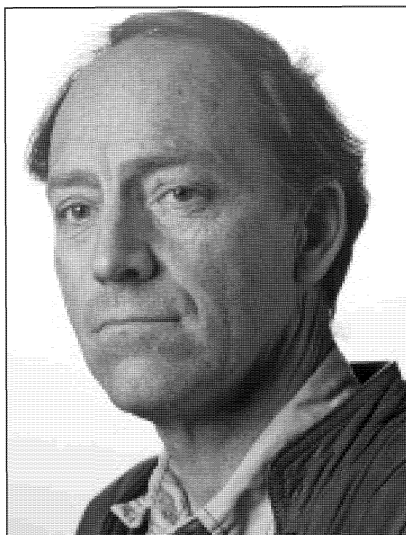
Jakten på urstoffet – som nå i korte øyeblikk produseres i små mengder på CERN gjennom relativistiske kollisjoner av tunge atomkjerne – ble gitt svake odds da pionerene tok fatt en generasjon tilbake. I dag vet vi at urstoffet er en ideell væske med overraskende liten seighet (viskositet), ekstremt hett (1/2 millioner ganger temperaturen i solens indre) og med ekstrem energitetthet, flere hundre ganger nukleonets og flere tusen ganger atomkjernens. Urstoffet er nå målt og veid!

Dr. Yun Cheng var student i forskningsgruppen til professor Laszlo P. Csernai ved Institutt for fysikk og teknologi ved UiB. Hun har nå bidratt til internasjonal frontforskning hvor Kina nå også blir mer og mer synlig.

Jan S. Vaagen

In Memoriam

Torleiv Buran (1938–2012)



Professor emeritus ved Institutt for fysikk, Universitetet i Oslo, Torleiv Buran, gikk bort 15. november 2012, nær 74 år gammel.

Ved midten av 1980-tallet ble Statens Institutt for Industriforskning (nå en del av SINTEF) kontaktet av Torleiv Buran og Bernhard Skaali fra Fysisk institutt, UiO. Hensikten med møtet var å undersøke muligheten for utvikling av silisiumsensorer og mikroelektronikk for bruk til spordetektorer i partikkelfysikk. Dette skulle markere starten på en ny æra innen norsk partikkelfysikk. Siktemålet var å utvikle et detektorsystem som del av DELPHI-eksperimentet ved CERN. Halvlederdetektorer med utlesning med mikroelektronikk var på den tiden forholdsvis nytt innen partikkelfysikken, og ukjent territorium for norske partikkelfysikere.

Det var typisk for Torleiv å ligge i forkant og se muligheter. Det var usikkert om man ville klare å gjennomføre et så ambisiøst utviklingsprosjekt i norsk regi. Resultatet ble imidlertid ikke bare at detektorsystemet kom på plass, men SINTEF ble også en sentral og anerkjent aktør i produksjon av silisiumdetektorer, og en stor del av de norske bidrag til senere eksperimenter i partikkelfysikk har vært i form av silisiumsensorer. Dette har bare vært mulig som følge av grunnlaget som ble lagt av Torleiv. Det var derfor med stor sorg vi i partikkelfysikkmiljøet mottok melding om Torleiv Burans bortgang.

Torleiv ble cand.real. ved Universitetet i Oslo i 1964 på boblekammerstudier av proton-

protonkollisjoner. Han ble ansatt som vitenskapelig assistent ved UiO i 1965, og fikk stipend for å reise til Oxford, der han disputerte i 1970 på et arbeide om produksjon av Ξ -partikler produsert i K-p-reaksjoner i boblekammereksperimenter.

Som CERN-fellow (1972–1975) i gruppen til Arne Lundby, deltok Buran i eksperimenter som benyttet elektroniske tellere. Tellerteknikken muliggjorde behandling av større datamengder, noe som var nødvendig for å utføre målinger av elastiske virkningstverrsnitt ved høye spredningsvinkler. Det var klart for ham på et tidlig tidspunkt at de elektroniske teknikkene representerte framtiden for eksperimentell partikkelfysikk.

Fra 1975 var Buran tilknyttet UiO som forsker NAVF og senere som førsteamanuensis. Gjennom samarbeidet med gruppen til Lundby bygget han opp en gruppe som deltok i eksperimenter for elastisk spredning mellom hadroner ved stadig høyere energier. Dette ble etterfulgt av et eksperiment for studier av charmonium, som er bundne tilstander av en sjarm-kvark og dens antipartikkel. Etter dette sørget han for å få Oslo-gruppen med i det sentrale DELPHI-eksperimentet med bidrag som er nevnt ovenfor. I 1989 fikk Buran stillingen som professor i partikkelfysikk etter S.O. Sørensen. Han var også den som tok initiativ til norsk deltakelse ved et LHC-eksperiment som senere ble til ATLAS-eksperimentet. Da Buran forsto at data fra ATLAS ikke ville komme før han måtte gå av med pensjon, fikk han Oslo-gruppen med på et mindre eksperiment for studier av B-mesoner, HERA-B ved DESY i Tyskland.

Torleiv kunne iblant være kontroversiell utad og var ikke redd for å uttrykke sin mening. Men hans hjerte brant for Oslo-gruppen for partikkelfysikk. Som veileder støttet han alltid sine studenter og gav dem både ansvar og muligheter. Drivkraften bak engasjementet var alltid den fundamentale forskningen innen partikkelfysikk. Han kunne finne fram til og ta vare på talenter innen forskningen. Han har vært veileder for mange av dem som i dag sitter i faste stillinger i norsk partikkelfysikk, og har også vært sentral i å knytte flere av de andre forskerne som nå er i faste stillinger til gruppen i Oslo.

Vi som er i norsk partikkelfysikk i dag har derfor svært mye å takke Torleiv Buran for, og har mange gode minner om hans engasjement og ideer.

*Bjarne Stugu, Lars Bugge, Alex Read, Ole Røhne,
Farid Ould-Saada og Steinar Stapnes*

Polarisering av lys

Arnt Inge Vistnes *

Elektromagnetiske bølger, og i særdeleshet lys, vekselvirker med materie på mange måter. Lys spiller derfor en meget viktig og stadig økende rolle i fysikken. Vi vil gi eksempler på artige effekter og bruksområder knyttet til polarisering av lys.

Hva er lys?

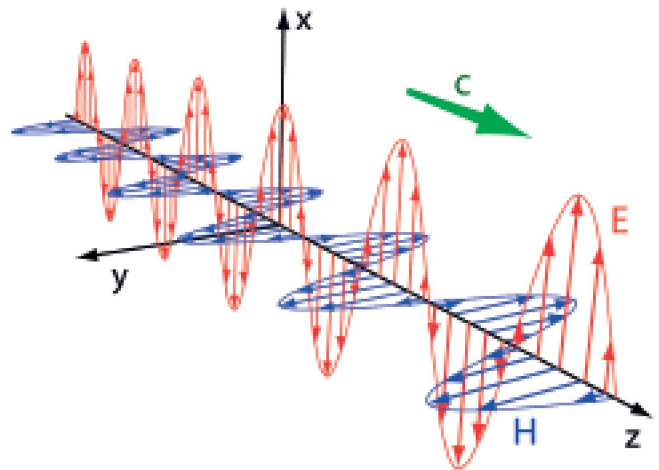
Lys betraktes i de fleste tilfeller som elektromagnetiske bølger som øyet kan oppfatte (400-800 nm), i andre sammenhenger oppfattes lys som "fotoner". Polarisering av lys forklares enklest når lys betraktes som elektromagnetiske bølger. Den mest rendyrkede og enkleste formen for lys finner vi i en laserstråle. Vi vil derfor starte med laserlys og kommer inn på mer kompliserte forhold etter hvert. Aller først introduseres en analogi fra hverdagslivet.

Tenk deg at du holder i et langt hoppetau som er fastspent noen meter fra deg. Dersom du vipper enden du holder i opp og ned med passe takt, vil du få en stående bølge på tauet. Det vil svinge opp og ned, og hele tauet vil ligge i et vertikalt plan. En slik bølge sier vi er *vertikalt polarisert*.

Du kunne like godt svingt enden av tauet sidelengs. Med passe takt på svingingen, ville tauet igjen få stående bølger, men nå med horisontalt utslag. Hele tauet vil ligge i et tilnærmet horisontalt plan, og bølgen sies da å være *horisontalt polarisert*.

Du ville også kunne få tauet til å svinge i plan mellom det vertikale og det horisontale. En slik bevegelse kunne beskrives matematisk som en sum av en vertikalt og en horisontalt polarisert bølge.

På en analog måte kan vi snakke om vertikalt og horisontalt polariserte elektromagnetiske bølger, men for slike bølger i vakuum er det ingen ting som flytter på seg. Bølgen er ganske så abstrakt, for det er bare egenskaper i rommet som endrer seg over tid, ikke noen elektroner eller gjenstander eller noe som helst konkret.



Figur 1. Standard illustrasjon av en planpolarisert elektromagnetisk bølge.

Figur 1 viser en standard måte å anskueliggjøre en elektromagnetisk bølge på. Flere undersøkelser har vist at en slik figur misoppfattes av mange. Jeg har annetsteds⁽¹⁾ gjort et forsøk på å gi en forklaring på denne figuren "med teskje".

I figur 1 er det elektriske feltet i punkter langs z-aksen hele tiden parallelt med x-aksen (ligger i xz-planet). Vi sier da at *den elektromagnetiske bølgen er lineært polarisert, eller planpolarisert, og at polariseringen er i x-retningen*.

Dersom vi parallellforskyver z-aksen vekk fra aksene i laserstrålen, ville bildet blitt omtrent det samme, bare at pilene ville blitt kortere. Laserstrålen blir svakere når vi fjerner oss fra aksene av strålen. Det er nettopp det at feltene bare endrer størrelse, og ikke retning, på en gradvis og pen måte når vi går fra aksene og utover, som gjør at en laserstråle holder seg så ensartet meter etter meter.

Bølgenaturen til lys skyldes et elegant samspill mellom elektriske og magnetiske felt. Tidsvariasjonen i et magnetfelt gir ifølge Faradays induksjonslov, et induert elektrisk felt i samme området. Og en tidsvariasjon i et elektrisk felt gir ifølge Ampère-Maxwells lov, et magnetfelt i dette området. Disse variasjonene i tid og rom fører nettopp til at bølgen beveger seg med lysets hastighet.⁽²⁾

* Fysisk institutt, Universitetet i Oslo.

Beskrivelsen av lys som en pen, meget regelmessig elektromagnetisk bølge, er én løsning av Maxwells likninger. Denne løsningen finnes bare i områder mange bølgelengder unna materialer som har frie ladninger (fjernfeltområdet).

Laserlys betegnes som "koherent". Det betyr at den elektromagnetiske bølgen er nær "perfekt", og er så regelmessig at dersom vi vet hvordan bølgen er på ett sted i rommet til en gitt tid, kan vi med stor sannsynlighet vite hvordan bølgen er på et sted langt unna der vi startet ved samme tid. Maksimale avstander dette gjelder for kalles lysets koherenslengde, og er typisk fra noen få centimeter til noen få meter (20 000 til 5 000 000 bølgelengder).

Lysbølger fra andre kilder enn lasere viser mye mer kaotisk oppførsel enn laserlys bølger.

Sirkulær polarisering

Figur 1 viser "standardmodellen" for lys, nemlig den enkleste elektromagnetiske bølgen det er mulig å oppnå. En laserstråle har egenskaper som ligger temmelig nær opp til denne idealiserte beskrivelsen.

En elektromagnetisk bølge av denne aller enkleste varianten kan beskrives matematisk slik:

$$\vec{E}(x, y, z, t) = E_0 \cos(2\pi z/\lambda - 2\pi t/T + \phi) \vec{i}$$

$$\vec{B}(x, y, z, t) = B_0 \cos(2\pi z/\lambda - 2\pi t/T + \phi) \vec{j}$$

Her er E elektrisk feltstyrke, B magnetisk flukstetthet og $B_0 = E_0/c$, der c er lyshastigheten. λ er bølgelengden og T er periodetiden. ϕ er en konstant fase som bare sørger for at maksimalt felt forekommer i riktig posisjon ved riktig tid ut fra de nullpunktene vi har valgt for x og t . Følgende gjelder: $T = 1/f = c/\lambda$, der f er frekvensen til bølgen. Denne bølgen er plan i betydning at E og B bare avhenger av x (ikke av y og z). Den er også planpolarisert fordi det elektriske feltet alltid er parallelt med xz -planet.

Vi dreier så koordinatsystemet 45° om z -aksen. Da vil den matematiske beskrivelsen av den elektromagnetiske bølgen se slik ut:

$$\vec{E}(x, y, z, t) = E_0/\sqrt{2} \{ \cos(2\pi z/\lambda - 2\pi t/T + \phi) \vec{i} + \cos(2\pi z/\lambda - 2\pi t/T + \phi) \vec{j} \} \quad (1)$$

og tilsvarende for B .

La oss nå gjøre et morsomt lite eksperiment. Det finnes materialer som er anisotrope på en slik måte at lys med polarisering i én retning beveger seg gjennom materialet med en annen hastighet enn lys med

polarisering vinkelrett på denne (se omtale nedenfor). Et slikt materiale sies å være dobbeltbrytende. Et velkjent eksempel på dette er kalsitt-krystaller som finnes som en bergart.

Betegnelsen "dobbeltbrytende" viser nettopp til at Snells brytningslov vil se litt annerledes ut for lys med én polarisering sammenlignet med en annen fordi brytningsindeksen er forskjellig.

La vårt lys i likning (1) passere et dobbeltbrytende materiale orientert slik at aksene i krystallen passer overens med vårt valgte koordinatsystem, og at brytningsindeksene $n_x \neq n_y$. Da vil $\lambda_x \neq \lambda_y$ inne i materialet; og dersom likning (1) beskrev bølgen foran krystallen, vil x -komponenten av det elektriske feltet bak krystallen ikke lenger være i fase med y -komponenten. To faseforskjeller, $\pi/2$ og $3\pi/2$, er spesielt interessante og fører til elektromagnetiske felt som følger:

$$\vec{E}(x, y, z, t) = E_0/\sqrt{2} \{ \cos(2\pi z/\lambda - 2\pi t/T + \phi) \vec{i} + \sin(2\pi z/\lambda - 2\pi t/T + \phi) \vec{j} \} \quad (2)$$

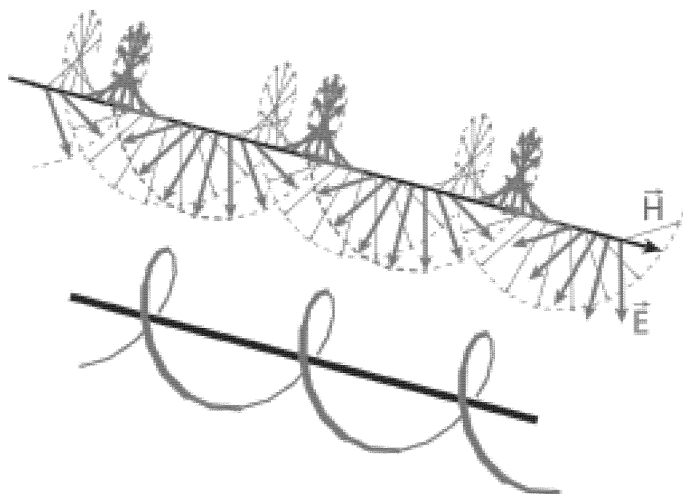
eller

$$\vec{E}(x, y, z, t) = E_0/\sqrt{2} \{ \cos(2\pi z/\lambda - 2\pi t/T + \phi) \vec{i} - \sin(2\pi z/\lambda - 2\pi t/T + \phi) \vec{j} \} \quad (3)$$

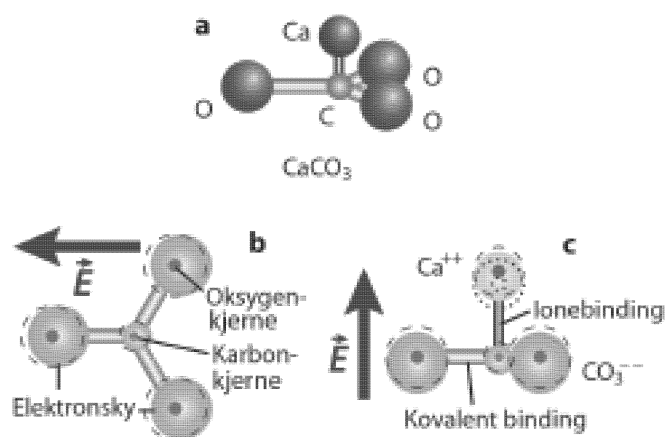
Legg merke til at det elektriske feltet følger en cosinusfunksjon i x -retning og en sinusfunksjon i y -retning. Det betyr at det elektriske feltet vil ha sin maksimalverdi i x -retning til andre tider enn i y -retning. Likning (2) og (3) viser derfor at det elektriske feltet ikke lenger har en konstant retning (eller motsatt retning) i rommet, men at det elektriske feltet dreier seg én gang rundt z -retningen for hver periode eller bølgelengde (se figur 2). Spissen av de tenkte elektriske feltvektorene vil derfor følge en skrulinje gjennom rommet. Vi har da fått det vi kaller en *sirkulært polarisert elektromagnetisk bølge*. Bølgene beskrevet av likning (2) og (3) kaller vi derfor en *høyredreid* og en *venstredreid sirkulært polarisert bølge*.

Lysets vekselvirkning med materie

Alt lys har opphav i en eller annen prosess hvor materie er involvert. Når lyset blir skapt, får det en polarisering som er bestemt av de geometriske føringene som ligger i det området hvor det blir til. Når lys går gjennom vakuum, endres ikke polariseringen, men så snart lyset vekselvirker med materie igjen, kan polariseringen endres. Det er mange mekanismer som påvirker polariseringen. Det betyr



Figur 2. Illustrasjon av en høyredreid sirkulært polarisert elektromagnetisk bølge. Spissen av alle elektriske feltpilene tegner en skrulinje rundt retningen som lysbølgen beveger seg i. Magnetfeltet (svake piler) følger samme forløp, men det elektriske og det magnetiske feltet er vinkelrett på hverandre.



Figur 3. Figuren viser hvordan kalsitt, CaCO_3 oppfører seg i et ytre elektromagnetisk felt. En perspektivisk tegning er gitt i a. I b og c er det vist et øyeblikksbilde av hvordan et ytre elektrisk felt fra lys som passerer vil polarisere atomene. I b er feltet rettet i CO_3^{2-} -planets retning (figuren viser CaCO_3 sett "ovenfra", og Ca-atomet er ikke tatt med). Stiplede sirkler indikerer elektronskyenes plassering når det ikke er et ytre elektrisk felt til stede. I c ser vi inn langs CO_3^{2-} -planet når det elektriske feltet i lyset er rettet vinkelrett på dette planet. I dette tilfellet får vi en endring i lengden på ionebindingen i tillegg til polariseringene av hvert enkelt atom.

at vi ved å studere endring av polarisering når lys passerer materie, kan oppnå mer kunnskap om det materialet vi betrakter. Et samlenavn på alle slike studier er "polarimetri".

La oss diskutere hva som skjer når lys sendes gjennom et stykke kalsitt for å få en idé om aktuelle

virkningsmekanismer. Kalsitt har kjemisk formel CaCO_3 , og vi vil betrakte kalsittkrystaller. Disse er "dobbeltbrytende", hvilket betyr at brytningsindeksen er forskjellig alt etter hvilken retning lysets polarisering har i forhold til krystallaksen. Enhetscellen i en kalsittkrystall er relativt komplisert.⁽³⁾ I hver CaCO_3 -gruppe ligger alle atomene i CO_3^{2-} -delen omtrent i samme plan, og alle CO_3^{2-} -planene har samme retning i krystallen.

I figur 3 er det vist en perspektivisk skisse av CaCO_3 . Det er kovalente bindinger mellom karbon- og oksygenatomene, mens bindingen mellom kalsiumatomet og resten har en betydelig karakter av ionebinding. Nederst til venstre i figuren har vi indikert hva som skjer når lys passerer krystallen dersom polariseringen er slik at det elektriske feltet i lysbølgen har en retning parallelt med CO_3^{2-} -planet. Når det elektriske feltet er rettet som vist i figuren, vil elektronskyene rundt hver av atomkjernene få en ørliten forskyvning i forhold til kjernen. Følgen er at hvert atom får en indusert polarisering. Energi stjeles fra det elektromagnetiske feltet i lyset og "lagres" midlertidig i polariseringen i krystallen. Når så det elektriske feltet i løpet av en periodetid går mot null og så øker igjen med motsatt retning av den som er vist på figuren, vil det induseres polarisering av krystallen på ny, men nå med motsatte forflytninger av elektronskyene relativt til atomkjernene.

Det bygges imidlertid ikke opp mer og mer polarisering etter som tiden går. Den lagrede energien i polariseringen av materialet vil på en måte virke som "antennner" og generere elektromagnetiske bølger. Disse bølgene har samme frekvens som de som skapte polariseringen opprinnelig. Det er denne polariseringen av materialet og reemittering av elektromagnetiske bølger fra de små induserte dipolene i materialet, som fører til at lys går med lavere hastighet i krystallen sammenlignet med hastigheten i vakuum. Så snart bølgen går ut av krystallen, er det ikke noe materie å polarisere (når vi ser bort fra luft), og lyshastigheten blir selvfølgelig den samme som i vakuum.

Så kommer det spennende inn! Dersom vi sender lys inn i kalsittkrystallen slik at det elektriske feltet i lysbølgen får en retning vinkelrett på CO_3^{2-} -planene, vil vi akkurat som tidligere få forskyvninger av elektronskyene relativt til atomkjernene. Men i tillegg får vi en endring av bindingsavstanden mellom CO_3^{2-} -planet og Ca^{++} siden en ionebinding er mindre stiv enn en kovalent binding. Det betyr at vi får en større grad av polari-

sering av materialet ved denne orienteringen av det elektriske feltet enn i stad. Følgen er at brytningsindeksen for polariseringen av lyset vist i nedre høyre del av figuren, blir større enn brytningsindeksen for en polarisering vinkelrett på denne.

Det ligger i sakens natur at effekter lignende den vi hadde i kalsitt, får vi bare ved krystallinske materialer, eller i det minste materialer med forskjellige egenskaper i en retning sammenlignet med en annen (anisotropt). Vi kan imidlertid få tilsvarende effekter også for et i utgangspunktet isotropt materiale dersom det er blitt utsatt for stress i en bestemt retning. Et plastmateriale som i utgangspunkt er isotropt, kan gjøres svakt anisotropt ved å bøye eller strekke det. Forøvrig er ofte enkelte typer plast litt anisotrope allerede i utgangspunktet dersom de er laget ved støping der molekylerne har fått en viss ensretting lokalt idet plasten ble presset inn i formen fra et bestemt matingspunkt.

Polarisasjonsfiltre

I forrige kapittel så vi at polariseringen av kalsitt varierte med hvilken retning polariseringen av lyset hadde i forhold til krystallaksene. Iblant er virkingsmekanismene slik at lys med polarisering i én retning ikke bare blir forsinket i forhold til lys av en annen polarisering, men blir fullstendig *absorbert*. Et slikt materiale kan vi bruke til å lage polarisasjonsfiltre som bare slipper gjennom lys med polarisering i en bestemt retning. Et slikt filter kalles et *lineært polarisasjonsfilter*.

Sender vi upolarisert lys gjennom et slikt filter, vil alt lys med en viss polarisering bli absorbert, mens lys med polarisering vinkelrett på denne retningen slipper uendret gjennom. Halvparten av lysintensiteten forsvinner, men det lyset som slipper gjennom har en veldefinert lineær polarisering.

Sender vi sirkulært polarisert lys gjennom et slikt filter, vil igjen halvparten av lysintensiteten forsvinne, og det som kommer ut vil ha en veldefinert lineær polarisering.

I polarisasjonssolbriller og i eldre polarisasjonsfiltre brukt i fotografi, brukes polymerer med en permanent velordnet retning i filterplanet for å få lineær polarisering. I løpet av de siste 40 årene eller så, er det i tillegg blitt populært å bruke såkalte "flytende krystaller" for å oppnå polarisering på kommando. Når det settes et statisk elektrisk felt over en flytende krystall, vil de aktuelle molekylerne dreie seg i feltet. Molekylerne har den egenskap at de slipper gjennom lys med polarisering i én retning, men

absorberer lys med polarisering vinkelrett på denne. En flytende krystall med påtrykt statisk elektrisk felt slik at alle molekylerne er ordnet på samme vis, vil derfor fungere som et lineært polarisasjonsfilter.

Dersom det statiske elektriske feltet skrur av, vil imidlertid molekylerne få litt vilkårlige orienteringer, og da vil lys av enhver polarisering bli absorbert. Uten det statiske elektriske feltet er det derfor ingen "krystall", og ensemblet av uordnete molekyler vil da blokkere for lys.

Flytende krystaller (*liquid crystal display*, LCD) er i dag i utstrakt bruk i ulike skjermer på elektronisk utstyr. I såkalte "passive" skjermer brukes lys fra omgivelsene, og flytende krystaller slipper slikt lys gjennom eller blokkerer for det på en måte som gir oss den informasjonen vi ønsker. I "aktive" skjermer sørger enheten selv for å generere lyset som skal passere de flytende krystallene. Slike skjermer kan brukes også i mørke.⁽⁴⁾

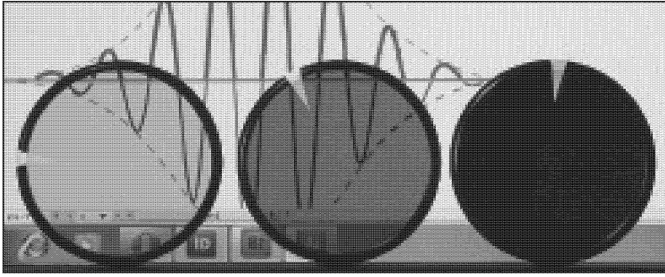
Siden flytende krystaller brukes i mange "flatskjermer", som dataskjermer, fjernsynsskjermer og andre, vil lyset fra slike kilder ofte være lineært polarisert. For dataskjermer er lyset ofte horisontalt polarisert når skjermens flate er vertikal, men også andre retninger forekommer (f.eks. diagonalt, dvs. 45° både i forhold til horisontal og vertikal polarisering). Dette kan demonstreres ved å sette et permanent lineært polarisasjonsfilter foran en dataskjerm, slik som vist i figur 4. (Polarisasjonsfiltre kan kjøpes i læremiddelfirmaer.)

Solbriller

Solbriller er iblant laget som polarisasjonsfiltre. Da dempes alt upolarisert lys til halve intensiteten. Disse solbrillene er oftest laget slik at de bare slipper gjennom vertikalt polarisert lys. Da fjernes mange reflekser og en del spredt lys. Resultatet er gjerne flotte mettede fargeopplevelser i naturen. (Polarisasjonsfiltre for demonstrasjonsformål kan kjøpes i læremiddelfirmaer.)

Bruk av polarisasjons-solbriller kan imidlertid føre til farlige situasjoner. Vi kan miste viktig informasjon siden mange dataskjermer, TV-er, mobiltelefoner og kontrollpaneler i biler og andre steder vil se svarte ut når vi ser dem gjennom slike briller til tross for at displayene viser normale bilder når vi ikke har brillene på. Det skyldes nettopp at lyset fra slike display ofte er horisontalt polarisert, som diskutert ovenfor.

Polarisasjon kan brukes for å vise tredimensjonale bilder. Vi ser tredimensjonalt fordi bildet



Figur 4. Lyset fra en LCD-dataskjerm er ofte horisontalt polarisert. Dersom vi plasserer et lineært polarisasjonsfilter foran skjermen, slipper alt lys gjennom hvis filteret er orientert med aksens horisontal. Dreies filteraksen 90° , slipper ikke noe lys gjennom.

på venstre øyet er litt forskjellig fra bildet på høyre øyet. Betrakter vi imidlertid et bilde på en flat skjerm, vil selve bildet bli identisk på høyre og venstre øye. Bildet vil kunne oppfattes som tredimensjonalt dersom det består av to flate bilder tatt i litt forskjellig vinkel, forutsatt at det høyre øyet bare får sett det ene bildet og det venstre øyet det andre bildet. Dette kan vi oppnå ved å vise to bilder på én skjerm samtidig der lyset for det ene bildet er horisontalt polarisert og lyset fra det andre bildet vertikalt polarisert. Bruker vi polarisasjonsbriller der polarisasjonen til det høyre glasset er dreid 90° sammenlignet med det venstre, oppnår vi akkurat det vi ønsker: Vi ser tredimensjonale bilder.

Det er ikke mulig å bruke dette prinsippet når vi har et TV med LCD-skjerm laget på vanlig måte. Alt lyset vil da være horisontalt polarisert. For å oppnå 3D-virkning i slike systemer, vises bildet for høyre øye og bildet for det venstre vekselvis, og vi må ha på oss briller som bare slipper gjennom annethvert bilde til hvert av øynene når bildene følger etter hverandre i tid.

Det bør legges til at det i forbindelse med 3D-filmer på kino gjerne brukes sirkulært polarisert lys i stedet for lineært. Grunnen er at dersom man har lineære polarisasjonsbriller, vil vi bare kunne skille høyre- og venstre-bildene så lenge vi holder hodet rett opp. Legger vi hodet på skakke, vil vi få en blanding av begge bildene til begge øynene. Dersom de to prosjektorene bruker henholdsvis høyredreid og venstredreid sirkulært polarisert lys, og vi har polarisasjonsbriller med høyre- og venstredreide filtre, kan vi legge hodet på skakke og likevel få perfekt skilte bilder til de to øynene.

Det finnes materialer som absorberer høyredreid sirkulært polarisert lys, men slipper gjennom venstredreid sirkulært polarisert, og omvendt. Slike materialer er laget av molekyler med en tilsvarende

dreid anisotrop struktur. Det er materialer som dette som brukes i polarisasjonsfiltre for sirkulært polarisert lys.

I moderne fotografiapparater brukes ofte sirkulært polarisert lys i forbindelse med autofokus.⁽⁵⁾ Det er dette som gjør at moderne polarisasjonsfiltre for fotografi ikke lenger er enkle lineære polarisasjonsfiltre, men sammensatt av et lineært og et sirkulært polarisasjonsfilter. Det vil vi kunne se ved å dreie filteret foran en dataskjerm både med filteret rettvendt og bakvendt.

Fresnel og Brewster

Det finnes også andre måter vi kan endre polarisering av lys på, og det følgende er en klassisk fysikkperle. Allerede i første halvpart av 1800-tallet, lenge før Maxwell, utledet den franske fysikeren Fresnel uttrykk for hvor mye lys som transmitteres og hvor mye som reflekteres når lys sendes skrått inn mot en glassflate. Det viser seg at transmisjonen og refleksjonen i høy grad påvirkes av polariseringen til lyset.

Ved en spesiell vinkel, den såkalte brewstervinkelen ($\approx 57^\circ$ fra innfallsloddet for vanlig glass), vil alt lys med polarisering i innfallsplanet transmitteres, og ikke noe reflekteres! Det betyr at dersom man sender upolarisert lys inn mot glass ved brewstervinkelen, vil alt reflektert lys ha en polarisering



Figur 5. Fotografi mot et vindu i en vinkel lik brewstervinkelen. Øverst ser vi reflekser fra overflaten av glasset. Nederst har vi brukt et lineært polarisasjonsfilter orientert slik at refleksene er nærmest fullstendig fjernet.

vinkelrett på innfallsplanet. Dette gir en flott mulighet til å generere polarisert lys på en enkel måte.

Andre ikke-metalliske materialer viser en liknende oppførsel som glass, men brewstervinkelen vil variere noe med materialet. Dette gir oss en del muligheter. I figur 5 er det vist et fotografi tatt mot et vindu. I øvre del har vi fotografert inn mot vinduet i en retning svarende til brewstervinkelen. Lyset som da reflekteres fra glassoverflaten vil være temmelig nær planpolarisert.

I det nederste bildet har vi satt et lineært polarisasjonsfilter foran objektivet på kameraet. Filteret er dreid slik at det blokkerer lys med den polariseringen som kommer fra refleksjonen fra vinduet. Det betyr at refleksjonen ikke kommer gjennom filteret, og vi ser klart gardinet på innsiden av vindusglasset.

Malus' lov

Vi har tidligere slått fast at enkelte materialer slipper gjennom lys med bare én polariseringsretning. Slike materialer blir brukt i polarisasjonsfiltre.⁽⁶⁾

Sender vi upolarisert lys (f.eks. sollys) inn mot et lineært polarisasjonsfilter, vil intensiteten til lyset gå ned til det halve etter filteret. Lyset som kommer gjennom filteret vil da være nær perfekt planpolarisert.

Setter vi inn et nytt lineært polarisasjonsfilter etter det første og orienterer dette på samme måte som det første, vil "alt" lyset som gikk gjennom første filter også gå gjennom det neste. Vi får altså i dette tilfellet praktisk talt samme transmisjon gjennom to etterfølgende filtre som gjennom ett.

Dersom vi derimot dreier det siste filteret i forhold til det første, vil den totale transmisjonen gå ned. Dreier vi filteret slik at det er 90° forskjell mellom polarisasjonsaksene for de to filterne, vil ideelt sett ikke noe lys slippe gjennom. Denne konfigurasjonen som gir nær null lysgjennomgang kalles "kryssede filtre".

Et polarisasjonsfilter slipper bare gjennom elektromagnetiske bølger med elektrisk felt i filteraksens retning. Har det elektriske feltet i lyset en annen retning enn filteraksen, vil det elektriske feltet bli redusert til komponenten av feltet i filteraksens retning. Siden intensiteten til lyset er proporsjonalt med kvadratet av det elektriske feltet, vil intensiteten til planpolarisert lys sendt gjennom et polarisasjonsfilter være:⁽⁶⁾

$$I(\theta) = I_0 \cos^2 \theta \quad (4)$$

hvor I_0 er intensiteten til det planpolariserte lyset like før filteret, og $I(\theta)$ er intensiteten like etter filteret. θ er vinkelen mellom lysets polarisering før filteret og filteraksens retning. Likning (4) kalles Malus' lov. Vi ser at intensiteten kan endres fra I_0 til 0 (i praksis fra I_0 til $10^{-4} \cdot I_0$).

Det morsomme er nå å stikke et tredje polarisasjonsfilter inn mellom to kryssede filtre. Dersom dette tredje filteret ikke har en orientering identisk med en av de to andre, vil lys nå slippe gjennom kombinasjonen av tre filtre!

Dette forklares slik: Anta at det tredje filteret orienteres 45° i forhold til de to andre filterne. Da vil lyset etter det første og det innskutte filteret ifølge Malus' lov, ha intensiteten

$$I(45^\circ) = I_0 \cdot \cos^2(45^\circ) = I_0/2$$

hvor I_0 er intensiteten til det planpolariserte lyset (etter filter nr. 1) som når det skråstilte filter nr. 2. Lyset vil nå være nær perfekt polarisert i en retning svarende til det innskutte filteret. Lyset går så videre til det siste av de kryssede filterne, men har da en polarisering på 45° i forhold til dette filteret. Vi bruker Malus' lov på ny, og finner at intensiteten gjennom alle tre filterne blir:

$$I(45^\circ + 45^\circ) = (I_0/2)(1/2) = I_0/4$$

Startet vi med upolarisert lys og fikk en halvering i intensiteten også i det første av tre filtre, vil intensiteten gjennom alle tre filterne være $I_0/8$ hvor I_0 nå er intensiteten til det upolariserte lyset før de tre filterne.

Eksemplet med et polarisasjonsfilter stukket inn mellom to kryssede polarisasjonsfiltre gir oss et utmerket utgangspunkt for å studere visse materialer. Ethvert materiale som endrer polarisasjonen til lyset, vil sørge for at noe lys slipper gjennom kryssede filtre med dette materialet mellom. Dette er utgangspunkt for en teknikk kalt "polarimetri". Metoden er velegnet for å påvise anisotropier i materialer. Anisotropier dukker gjerne opp som nydelige fargede felt når hvitt lys er utgangspunkt for polarimetrien.

Referanser

1. Internett: <http://folk.uio.no/arntvi/embolge.pdf/> Gir en detaljert forklaring av figur 1.
2. Arnt Inge Vistnes: *Svingninger og bølger*. Kapittel 8. Boka blir gratis tilgjengelig på web i løpet av våren 2013 på <http://folk.uio.no/arntvi/SvingBolg.html>

3. Internett: Wikipedia (engelsk) med oppslagsord "Photon polarization" og "Jones-vector".
4. Internett: Wikipedia (engelsk) med oppslagsord "calcite".
5. Internett: Wikipedia (engelsk) med oppslagsord "liquid crystal display".
6. Arnt Inge Vistnes: *Svingninger og bølger. Kapittel 9.* (Jamfør referanse 2.) Polarisasjonsfiltre som brukes i

fotografi er forklart. Disse er bygget på en mer komplisert måte enn slik vi har forklart dem her.

7. Internett: Wikipedia (engelsk) med oppslagsord "Polarizer". Matematikkinteresserte kan ha glede av en "ny" beskrivelse av polarisering og spinn innen geometrisk algebra.

∞

Kvantekryptografi

Lars Lydersen og Johannes Skaar *

Kvantekryptografi er kunsten å kommunisere sikkert ved å benytte seg av prinsipper fra kvantefysikken. I denne artikkelen forklarer vi kvantekryptografi, hvorfor den er sikker i teorien, men likevel kan hackes, og til slutt hvordan man forhåpentligvis kan gjøre kvantekryptografi helt sikker i framtiden.

Hva er kryptografi?

Kryptografi er kunsten å kode meldinger slik at de ikke blir leselige for noen andre enn avsenderen og mottakeren. Dette er blitt svært viktig i den dataalderen vi lever i.

Eksempel: Anne bruker nettbank til å sjekke saldoen sin i banken, Bankspar. Når hun gjør dette bruker hun bredbåndet hun får levert av bredbåndslleverandøren Telestor, som har en utro tjener som heter Even. Anne ønsker selvfølgelig at ingen andre, og spesielt ikke Even, skal kunne lese kontoinformasjonen hennes.

All trafikk og kommunikasjon mellom Anne og Bankspar går gjennom Telestor, så Even sitter dermed på en kopi av alle dataene. Hvordan skal man unngå at avlytteren kan lese kontoinformasjonen og stjele pengene til Anne? Svaret er selvfølgelig kryptering. Konvensjonell kryptografi, dvs. ikke-kvantekryptografi, deles inn i to kategorier kalt symmetrisk og asymmetrisk kryptografi.

Symmetrisk kryptografi

En måte å kryptere linjen mellom Anne og Bankspar på er symmetrisk kryptografi. Da må Anne og Bankspar møtes og avtale en hemmelig kode, eller nøkkel, bestående av tilfeldige tegn. Denne nøkkelen er lik hos både Anne og Bankspar. Når Bankspar skal sende en melding, krypteres (kodes) den med den hemmelige, tilfeldige nøkkelen. Når Anne mottar meldingen, bruker hun den samme nøkkelen til å dekryptere (dekode) meldingen.

Som en analogi kan man tenke på en hengelås som bare Anne og Bankspar har nøkkel til. Når meldingen skal fraktes, låses den inn i en boks med nevnte hengelås. Dermed kan utelukkende Anne eller Bankspar åpne boksen.

Dersom denne krypteringen skal være helt sikker, dvs. at det beste Even kan gjøre er å gjette vilt hva meldingen er, må Anne og Bankspar bruke en krypteringsnøkkel som er minst like lang som meldingen selv. Helt konkret: For å sende ordet "kontoinformasjon" kryptert helt sikkert må de bruke minst 16 bokstaver av den hemmelige nøkkelen sin.

En av ulempene med symmetrisk kryptografi er at nøkkelen bare kan brukes én gang. Deretter må nøkkelen kastes. Det er veldig upraktisk å måtte møtes til stadighet for å få nok en hemmelig nøkkel. Den vanligste løsningen på dette kalles asymmetrisk kryptografi.

* Institutt for elektronikk og telekommunikasjon, NTNU, og Universitetssenteret på Kjeller (UNIK).

Asymmetrisk kryptografi

I asymmetrisk kryptografi genererer Anne to forskjellige nøkler, en dekrypteringsnøkkel som hun holder for seg selv, og en krypteringsnøkkel som hun gjør offentlig tilgjengelig. Når Bankspår skal sende Anne en beskjed, bruker de krypteringsnøkkelen som alle har, inkludert både Bankspår og Even. Når Anne får beskjeden bruker hun sin hemmelige dekrypteringsnøkkel til å lese meldingen.

Som en analogi kan man se for seg at Anne setter en låst postboks på torget, som bare hun har nøkkel til. Hvem som helst kan legge brev i postboksen, som tilsvarer å kryptere beskjeder til Anne med den offentlige krypteringsnøkkelen, men det er bare Anne som kan lese innholdet i postboksen.

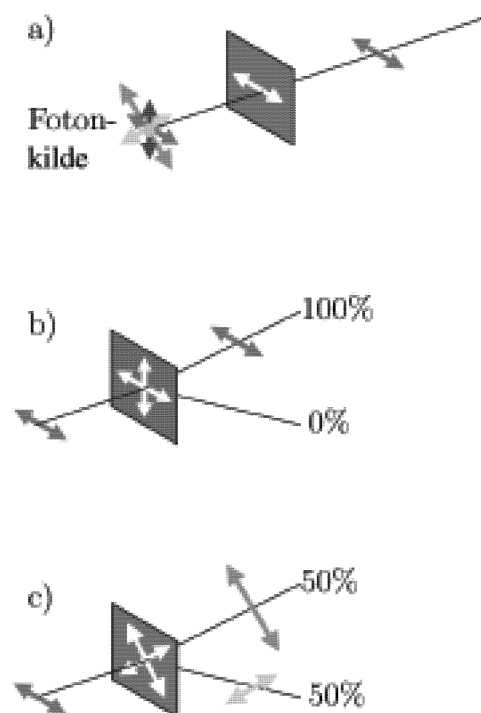
Avlytteren Even, blir sittende med krypteringsnøkkelen og den krypterte meldingen i fanget. For den vanligste versjonen av asymmetrisk kryptografi som brukes i dag, vil det å dekryptere meldingen når man kun har krypteringsnøkkelen, koke ned til å måtte faktorisere store tall. Med vanlige datamaskiner tar den mest effektive måten vi *vet om* å gjøre dette på, svært lang tid når nøkkelen er stor. Man gjør da nøkkelen så stor at det tar 1000 år med all verdens datamaskiner å dekryptere meldingen.

Et problem med asymmetrisk kryptografi, er at den er basert på antagelser som aldri er blitt bevist. Vi vet ikke om det finnes mer effektive algoritmer for å faktorisere store tall. Det vi derimot vet, er at *kvantedatamaskiner* er effektive til å faktorisere tall. I dag finnes bare kvantedatamaskiner som opererer på få kvantebiter, og kun på avanserte laboratorier; men dersom store kvantedatamaskiner blir hyllevare så vil tjenestene som vi bruker på Internett i dag bli svært usikre. En effektiv faktoreringsalgoritme, eller en stor kvantedatamaskin, vil altså utgjøre et betydelig sikkerhetsmessig problem for Internett slik vi bruker det i dag.

Kvantefysikk

Kvantefysikk er teorien om små partikler, f.eks. atomer, elektroner og fotoner. Sentralt i kvantefysikken er at egenskaper ved partiklene kan være ubestemte, for så å ha en verdi når vi måler dem. Egenskapen vil deretter fortsette å ha verdien som man målte. Om vi f.eks. ser på et fritt elektron med en gitt impuls, vil posisjonen være helt ubestemt. Hvis vi så måler posisjonen til elektronet, vil elektronet etterpå ha posisjonen som måleresultatet ga.

Et annet, og mer sentralt eksempel for kvantekryptografi, er polarisasjonen til et foton. Et horisontalt polarisert foton kan lages ved å sette en polarisator etter en fotonkilde, se figur 1a. Måten



Figur 1. a) Horisontalt polariserte fotoner fås ved å sende fotoner mot en polarisator som er orientert horisontalt. Noen fotoner blir absorbert av polarisatoren, slik at man kanskje må prøve flere ganger før man får et foton på baksiden av polarisatoren.

b) Et horisontalt polarisert foton sendes mot en horisontalt orientert polariserende stråledeler, og fotonet blir helt sikkert detektert i den utgangen som svarer til horisontal polarisasjon.

c) Et horisontalt polarisert foton sendes mot en polariserende stråledeler orientert 45° på horisontalen, og blir detektert i en tilfeldig utgang. Etter at fotonet er detektert i en av utgangene, vil fotonet ha polarisasjon som tilsvarer utgangen.

man ofte måler polarisasjonen til fotonet på, er ved å sende fotonet gjennom en polariserende stråledeler som har to utganger. Hvilken utgang fotonet detekteres i, avhenger av polarisasjonen til fotonet. I figur 1b blir det horisontalt polariserte fotonet sendt mot en horisontalt/vertikalt orientert polariserende stråledeler. Når vi detekterer hvilken utgang slike fotoner ender i, får man alltid den utgangen som svarer til horisontal polarisasjon, og aldri den utgangen som svarer til vertikal polarisasjon. Vi konkluderer da med at fotonet hadde horisontal polarisasjon, og ikke vertikal.

En mer interessant situasjon oppstår hvis den polariserende stråledeleren er orientert 45° på horisontalen. For klassiske elektromagnetiske bølger,

kan horisontal polarisering sees på som to like store polarisasjonskomponenter langs $+45^\circ$ og -45° , så effekten deles likt mellom utgangene. Dersom man sender horisontalt polariserte enkeltfotoner mot stråledeleren, måler man derfor fotonet i $+45^\circ$ -utgangen med 50 % sannsynlighet, og i -45° -utgangen med 50 % sannsynlighet, se figur 1c. Det er altså tilfeldig om vi får måleresultatet $+45^\circ$ eller -45° polarisasjon.

Et annet viktig resultat er at fotonet påvirkes av målingen. Etter at man har målt om polarisasjonen til det horisontalt polariserte fotonet er $+45^\circ$ eller -45° , så vil fotonet deretter *være* polarisert langs retningen som svarer til måleresultatet! Målingen har altså forstyrret fotonet. Opprinnelig var fotonet horisontalt polarisert, men etter målingen er polarisasjonen enten $+45^\circ$ eller -45° . Den opprinnelige, horisontale polarisasjonen kan sees på som en sum av polarisasjonene $+45^\circ$ og -45° , så man kan også uttrykke dette som at en "både-og"-tilstand blir til en "enten-eller"-tilstand. I språket til Schrödinger: Katten er opprinnelig død *og* levende på en gang, men idet vi måler kattens tilstand, finner vi at den er død *eller* levende.

Klassisk informasjon er enkel å kopiere. Man kan kopiere et notat vha. kopimaskin, eller man kan kopiere en elektronisk versjon enkelt med datamaskin. Er dette også tilfelle for informasjon kodet inn i kvantetilstander? Se f.eks. på tilfellet der informasjonsbiten "0" representeres med et horisontalt polarisert foton, mens informasjonsbiten "1" representeres med et $+45^\circ$ -polarisert foton. For å kunne kopiere informasjonen som ligger kodet inn i et slikt foton, må vi være i stand til å skille fullstendig mellom polarisasjonstilstandene, ellers ville ikke kopiene bli perfekte. Om vi f.eks. prøver å orientere den polariserende stråledeleren horisontalt, vil et horisontalt polarisert foton garantert bli detektert som horisontalt polarisert. Et $+45^\circ$ -polarisert foton vil imidlertid detekteres som horisontalt polarisert eller vertikalt polarisert med 50 % sannsynlighet. Vi greier dermed ikke å skille mellom disse fotonene; det er en sjanse for at begge gir samme resultat! Det samme vil være tilfelle uansett hvordan vi måler. Riktignok er det mulig å konstruere en såkalt generalisert måling, dvs. unitær vekselvirkning med et ekstra kvantesystem etterfulgt av projeksjonsmåling på hele systemet, som enten gir rett resultat, eller ingen resultat i det hele tatt. Uansett er det en god mulighet for at vi ikke greier å lese fotonets polarisasjon. Dermed er det heller ikke mulig å oppnå en perfekt kopi av fotonet med 100 % sikkerhet (på

engelsk: "the no-cloning theorem").

Det vi trenger fra kvantefysikken for å forstå kvantekryptografi er altså:

- Generelt vil målinger påvirke tilstanden til systemet som måles.
- Man kan generelt ikke klonen en kvantetilstand.

Kvantekryptografi

Kvantekryptografi er en metode for to parter til å utveksle en hemmelig, tilfeldig nøkkel som senere kan brukes til sikker symmetrisk kryptografering. For å utveksle en sikker nøkkel, sender Anne fotoner til Bankspar via fritt rom eller optisk fiber. I tillegg kan Anne og Bankspar sende meldinger til hverandre via Internett, som hvem som helst kan lytte på, men ikke endre.

I praksis gjøres dette ved at meldingene autentiseres, slik at Bankspar vet at det er Anne som sender, og ikke Even, og omvendt. Dette kan gjøres ved at Anne og Bankspar deler en liten, sikker startnøkkel, slik som et SIM-kort i en mobiltelefon. Ved hjelp av slike SIM-kort kan kvantekryptering brukes til å generere en vilkårlig lang og helt sikker nøkkel. Alternativt kan Anne og Bankspar bruke konvensjonelle metoder for autentisering vha. offentlige nøkler. Dette alternativet er praktisk, men har den ulempen at autentiseringen ikke er bevist å være sikker; dermed blir heller ikke kvantekrypteringen helt sikker. Likevel vil denne siste metoden i kombinasjon med kvantekryptografi ha fordeler sammenliknet med konvensjonell kryptografi: En avlytter kan ikke lese meldingen fra Anne ved å vente på teknologiske eller algoritme-teoretiske framskritt.

Den vanligste kvantekryptografiske protokollen (BB84) er oppsummert i figur 2, og utføres på følgende måte:

1. Anne velger tilfeldige bitverdier (0/1) og sender fotoner polarisert i henhold til en tilfeldig basis til Bankspar: Dersom Anne velger horisontal/vertikal basis, vil bitverdien 0 sendes som et horisontalt polarisert foton, og bitverdien 1 sendes som et vertikalt polarisert foton. Dersom Anne derimot velger $\pm 45^\circ$ basis, vil bitverdien 0 sendes som et -45° polarisert foton, og bitverdien 1 sendes som et $+45^\circ$ polarisert foton.
2. Bankspar måler polarisasjonen til fotonet fra Anne i en tilfeldig basis ved å orientere den polariserende stråledeleren horisontalt/vertikalt

- (+ basis) eller $\pm 45^\circ$ på horisontalen ($\times$ basis).
3. Dersom Anne og Bankspars brukte samme basis til å sende og måle fotonet, vil de få samme bitverdi på måleresultatet. Dersom de derimot hadde brukt forskjellig basis, ville Bankspars måleresultater være tilfeldige. Derfor sammenlikner de basisvalget (på Internett) og forkaster alle de bitene der de brukte forskjellig basis.
 4. De resterende bitene utgjør en tilfeldig, hemmelig nøkkel som kan brukes til f.eks. symmetrisk sikker kryptografi.

Annes bit	1	0	1	0	0	0	1
Annes basis							
Tilstand som sendes							
Bankspars basis							
Bankspars resultat	0	0	1	1	0	1	1
Samme basis?	nei	ja	nei	nei	ja	nei	ja
Hemmelig nøkkel	-	0	-	-	0	-	1

Figur 2. Kvantekryptografi med BB84-protokollen. Horisontal/vertikal basis er indikert med +, mens $\pm 45^\circ$ basis er indikert med $\times$.

Sikkerheten i kvantekryptografi garanteres ut fra kvantefysikk: Even kan ikke kopiere eller måle fotoner fra Anne uten å forstyrre dem. Dermed vil ethvert forsøk på avlytting gi feil i Bankspars resultater. Slike feil oppdager Anne og Bankspars ved å sammenlikne noen av resultatene sine åpent. Selv om disse resultatene må ofres, sitter de igjen med store nøkler som kan brukes til å kryptere meldinger vha. symmetrisk kryptografi.

Kvantekryptografi i praksis – sikkerhetsbevis

Selv om ingen avlytter, vil det i praksis alltid bli feil i overføringen, slik at nøkkelen som mottas av Bankspars ikke er helt lik Annes versjon. Bankspars må derfor korrigere sin versjon av nøkkelen ved hjelp av såkalt feilkorrigerende koder. Dette er helt tilsvarende til det som gjøres i standard elektronisk kommunikasjon. Problemet nå er at den feilkorrigerende informasjonen som gis fra Anne til Bankspars, kan leses av Even. Derfor må Anne og Bankspars ofre litt av tidligere oppspart nøkkel til å kryptere den feilkorrigerende informasjonen vha. symmetrisk kryptografi.

Feil i overføringen kan tyde på at en avlytter som Even, er på ferde. Anne og Bankspars må anta det verste – at alle feil skyldes Evens tukling på linja. For å få bort informasjonen hos Even, kan Anne og Bankspars krympe sin nøkkel ved hjelp av såkalt hemmelighetsforsterkning.

Hvis utstyret fungerer perfekt, kan det vises at så lenge det er mindre enn 11 % feil, dvs. at mindre enn 11 % av bitene til Bankspars er forskjellige fra Annes, kan nøklene til Anne og Bankspars gjøres identiske og sikre.

At Annes sender og Bankspars mottaker er perfekte vil aldri være helt tilfelle. I praksis vil Anne noen ganger sende mer enn ett foton i samme puls, og orienteringene av polarisasjonene er ikke helt det de skal være. Det kan også tenkes at hun ufrivillig lekker noe informasjon via frekvensen eller timingen av fotonene. Bankspars enkeltfotondetektorer inneholder også feil: På den ene siden er det ikke alltid et foton gir ett klikk, og på den andre siden kan man få et klikk selv om det ikke var noe foton der. Mange detektorer vil dessuten kunne oppføre seg forskjellig dersom man endrer timingen til fotonet, eller dersom man sender forholdsvis sterkt lys mot dem. Noen av disse feilene har allerede blitt tatt med i enkelte nye sikkerhetsbeviser. Det er imidlertid fortsatt stor avstand mellom modellene i sikkerhetsbevisene, og de praktiske systemene. Kvantekryptosystemer er altså mulig å hacke. Nyere forskning har faktisk vist at kommersielle systemer for kvantekryptografi kan avlyttes 100 % uten at det lar seg oppdage! Denne avlyttingen benytter seg av detektorfeil som fins i de fleste nåværende kvantekryptosystemene, til og med i oppsett som prøver å implementere såkalt "utstyrsuavhengig kvantekryptosystem". Hensikten med denne kvantehackingen er ikke å ødelegge, men å bidra til at kvantekryptografi kan gjøres sikker i fremtiden.

Veien videre

At det er mulig å hacke et kommersielt kvantekryptosystem, er alvorlig. Det betyr imidlertid ikke at kvantekryptografi ikke har noe for seg. Det må jobbes videre med å utbedre eller eliminere de største feilene i utstyret. Alle de resterende feilene må være mindre enn en gitt grense som det tas hensyn til i et framtidig sikkerhetsbevis. Når slike systemer har blitt konstruert, er det til slutt helt nødvendig at uavhengige forskere kontrollerer at systemene tilfredsstiller antagelsene i sikkerhetsbeviset. På denne måten vil man forhåpentligvis

kunne oppnå drømmen om sikker kommunikasjon.

I dag finnes det noen få leverandører av kommersielle kvantekryptosystemer og et begrenset marked. De få offentliggjorte kundene er gjerne bedrifter eller institusjoner som har svært høye krav til sikkerhet over moderat kommunikasjonsavstand. Hvorvidt kvantekryptering blir mer utbredt i framtiden, avhenger av om systemene kan konkurrere med alternativene. Når det gjelder pris er konvensjonell kryptografi mye billigere enn kvantekryptografi. Hva sikkerhet angår, så har vi allerede diskutert at det ikke finnes sikkerhetsbevis for asymmetrisk kryptografi. Her er det en rekke uavklarte spørsmål hvis svar kan gå både i favør og disfavør av kvantekryptografi: Finnes det asymmetriske protokoller som kan vises å ta eksponentielt lang tid å knekke (som funksjon av nøkkellengden) for enhver algoritme på klassiske datamaskiner og kvantedatamaskiner? Eller finnes det kanskje effektive algoritmer for klassiske datamaskiner som knekker alle asymmetriske protokoller? Dersom svaret på det første spørsmålet er "ja", vil neppe kvantekryptering ha mye for seg. Hvis derimot svaret på det andre spørsmålet er "ja", kan kvantekryptografi vise seg å bli viktig.

Andre konkurransefaktorer er nøkkelrate og avstandsbegrensning. Nøkkelraten for kommersiell kvantekryptografi er i dag typisk rundt noen kilobit per sekund. Det er imidlertid ingen fundamentale begrensninger – nøkkelrater på rundt 1 megabit per sekund har blitt demonstrert, og nøkkelraten vil nok vise seg å øke betydelig i framtiden. Avstanden er begrenset av transmisjonstap i optiske fibre til rundt 100–300 km. Denne avstanden kan økes vha. såkalte "kvanterepeatere". Kvanterepeatere virker forøvrig ikke som forsterkere (fotonene kan jo ikke kloner), de distribuerer i stedet sammenfiltrering over store avstander. Denne sammenfiltreringen kan brukes til å "teleportere" fotoner fra Anne til Bankspar.

Konvensjonell kryptografi har ingen avstandsbegrensning. Hva nøkkelrate angår, så kan man sammenligne kvantekryptografi med fysisk distribusjon av store, symmetriske nøkler. Fysisk distribusjon av nøkler krever at man stoler på den som frakter selve nøkkelen, på samme måte som man må stole på produsenten av utstyret for kvantekryptografi (produsenten kan jo lage en "bakdør" der systemet avslører nøkkelen til uvedkommende). I dag finnes det harddisker på 3 terabyte, så dersom to slike harddisker benyttes til en symmetrisk nøkkel, vil disse kunne gi samme nøkkelrate som kommersielle kvantekryptografisystemer i flere hun-

dre år, evt. vesentlig høyere nøkkelrate over en periode tilsvarende levetiden til et kvantekryptosystem.

For nettverk endrer dette bildet seg. Hvis det er N medlemmer av nettverket, og alle mulige par skal dele b biter med sikker nøkkel, må hvert medlem lagre til sammen $(N - 1)b$ biter. For sikker kommunikasjon vha. fysisk distribusjon, vil b bli like stor som informasjonen som skal overføres (3 terabyte f.eks. som ovenfor), mens for kvantekryptering trenger b bare å være stor nok til å autentisere den første runden av nøkkelutveksling.

Det er altså flere usikkerhetsmomenter som avgjør framtiden til kvantekryptografi. I alle tilfeller kan det vise seg at fagfeltet kvanteinformasjon får betydning der vi minst venter det, så forskning rundt teori, komponenter og systemer for kvantekryptering vil neppe være forgjeves!

Litteratur

1. Simon Singh: *The code book, Four estate*. Anchor Books, New York (2000)
2. Lars Lydersen: *Practical security of quantum cryptography*. Doktoravhandling, NTNU, (2011)

∞

HUSK Å MELDE
ADRESSE-
FORANDRING
TIL SEKRETÆREN
I NFS

Fra Fysikkens Verden

75. årgang
2013

Norsk Fysisk Selskap
Oslo 2013

ISSN-0015-9247

Innhold FFV 2012

Nr. 1:

Fra Redaktørene	2
<i>Øyvind Grøn</i>	
FFV Gratulerer	2
Emil J. Samuelsen 75 år	
<i>Dag W. Breiby og Anne Borg</i>	
In Memoriam	3
Øivin Holter (1934–2011)	
<i>Jan Holtet, Finn Ingebretsen og Eivind Osnes</i>	
Atmosfærisk CO ₂ og global temperatur	
<i>Øivin Holter</i>	5
Global middeltemperatur	
<i>Ingolf Kanestrøm</i>	9
Svein Rosseland –	
En vitenskapsmann i stjerneklassen	
<i>Per Ofstad</i>	15
Indeks FFV 2011	17
Memristoren – en ny kretskomponent	
<i>Johnsen, Lütken, Martinsen og Grimnes</i>	26
Fysikknytt	30
<i>Glassomer – eit nytt materiale</i>	
<i>Emil J. Samuelsen</i>	
Kommentar	31
<i>Operation Epsilon og Farm Hall</i>	
<i>Jan Folkvard Evensen</i>	
Bokomtale	33
<i>H. Kragh: Higher Speculations. Grand Theories and Failed Revolution in Physics and Cosmology.</i>	
<i>Oxford Univ. Press, 2011.</i>	
<i>Henning Knutsen</i>	
Nytt fra NFS	34
<i>Birkelandprisen 2012</i>	
<i>Per Osland</i>	
Nye Doktorer	35
PhD Hiroatsu Sato	
Trim i FFV	35

Nr. 2:

Fra Redaktørene	38
<i>Marit Sandstad</i>	
FFV Gratulerer	38
NOKUTs utdanningskvalitetspris	
til realfag og fysikere ved UiO	
Sigurd Einbus nova –	
Einstein og gravitasjonslinser	
<i>Jan-Erik Solheim</i>	39
Kvsarspektra avslører universets historie	
<i>Øyvind Grøn og Henning Knutsen</i>	44
Kommentar	50
Hva bestemmer universets utvikling?	
<i>Øyvind Grøn</i>	
Hva skjer	52
Fysikkolympiaden 2012	
<i>Carl Angell</i>	
Fysikkformidling med smell	
<i>Ragnhild Schrøder Hansen</i>	
Nye Doktorer	55
PhD Hanne Sigrun Byhring	
Trim i FFV	55

Nr. 3:

Fra Redaktørene	58
<i>Øyvind Grøn</i>	
In Memoriam	58
Ivar Svare (1931–2012)	
<i>Asle Sudbø og Kristian Fossheim</i>	
FFV Gratulerer	60
Finn Ravndal 70 år	
<i>Brevik, Grøn, Olaussen og Osland</i>	
Leif Veseth 70 år	
<i>Marius Lysebo</i>	
UiOs Læringsmiljøpris	
til Cathrine Wahlstrøm Tellefsen	
<i>Carl Angell og Ellen K. Henriksen</i>	
UiOs Forskningspris til Mats Carlsson	
<i>Olav Kjeldseth-Moe</i>	
Er higgsbosonet funnet ved LHC?	
<i>Bugge, Lipniacka, Ould-Saada, Raklev, Read</i>	
<i>Smestad og Stugu</i>	
	64
Luftspeilinger	
<i>Einar Grønvoll og Øyvind Grøn</i>	
	72
Fysikk og norsk oljeproduksjon	
<i>Lars Egil Helseth</i>	
	77
Fra Fysikkens Historie	
	81
USA-planar om ein nordlysrakett frå skip	
ved norskekysten i 1953-54	
<i>Karl Måseide</i>	
Hva skjer	84
Kavliprisen i astrofysikk 2012	
<i>Oddbjørn Engvold</i>	
Kavliprisen i nanovitenskap 2012	
<i>Arne T. Skjeltorp</i>	
Debatt	88
Forbud mot glødelamper	
<i>Per Hauger</i>	
Nytt fra NFS	89
Det lille fysikermøtet 2012	
<i>Per Osland</i>	
Martin Landrøs pris	
for fremragende masteroppgave i fysikk	
<i>Per Osland</i>	
Nye Doktorer	90
PhD Magnar Gullikstad Johnsen	
PhD Iver Bakken Sperstad	
Trim i FFV	91

Nr. 4:

Fra Redaktørene	94
<i>Marit Sandstad</i>	
Nobelprisen i fysikk 2012	
<i>Leif Veseth</i>	
	94
Symmetriar som brytast –	
Om kva Higgs gjer og ikkje gjer	
<i>Jan Olav Eeg</i>	
	97
Marietta Blau –	
En pionér i partikkelfysikk	
<i>Sven Oluf Sørensen</i>	
	104
Metallisk hydrogen	
<i>Emil J. Samuelsen</i>	
	109
Hva skjer	
	113
Fysikkolympiaden 2012	
<i>Torbjørn Mehl og Joakim Bergli</i>	
Senter for fremragende forskning i fysikk ved UiB	
<i>Nikolai Østgård</i>	
Fra Fysikkens Historie	115
100 år for Bohr-atomet	
<i>Finn Aaserud</i>	
Bokomtaler	116
Alv Egeland: Nordlyspioneren Carl Størmer	
Andøya Raketttskytefelt, 2012.	
Ellis, Maartens and MacCallum:	
Relativistic Cosmology	
Cambridge University Press, 2012.	
<i>Henning Knutsen</i>	
Nytt fra NFS	118
Nettverk for fysikkens historie og filosofi	
<i>Reidun Renstrøm og Hans Herlof Grelland</i>	
Trim i FFV	119

Forfatterregister 2012

<i>Angell, Carl:</i>	<i>Kjeldseth-Moe, Olav:</i>
Hva skjer: Fysikkolympiaden 2012 52	FFV Gratulerer: UiOs Forskningspris
<i>Angell, Carl og Ellen K. Henriksen:</i>	til Mats Carlsson 63
FFV Gratulerer: UiOs læringsmiljøpris	<i>Knutsen, Henning:</i>
til Cathrine Wahlstrøm Tellefsen 62	Bokomtale: H. Kragh: Higher Speculations
<i>Angell, C., Grimenes, Hetland og Trudeng:</i>	Grand Theories and Failed Revolutions...
Hva skjer: Landskonferansen om fysikkundervisning .. 78	Oxford Univ. Press, 2011 33
<i>Breiby, Dag W. og Anne Borg:</i>	<i>Knutsen, Henning:</i>
FFV Gratulerer: Emil J. Samuelsen 75 år 2	Bokomtale: Ellis, Maartens and MacCallum:
<i>Brekke, Asgeir:</i>	Relativistic Cosmology.
Bokomtale: A. Egeland:	Cambridge Univ. Press, 2012 117
Nordlyspioneren Carl Størmer.	<i>Lysebo, Marius:</i>
Andøya Rakettskytefelt, 2012 116	FFV Gratulerer: Leif Veseth 70 år 61
<i>Brevik, I.H., Ø. Grøn, K. Olaussen, P. Osland:</i>	<i>Mehl, Torbjørn og Joakim Bergli:</i>
FFV Gratulerer: Finn Ravndal 70 år 60	Hva skjer: Fysikkolympiaden 2012 113
<i>Bugge, L., A. Lipniacka, F. Ould Saada m.fl.:</i>	<i>Måseide, Karl:</i>
Er higgsbosonet funnet ved LHC? 64	Fra fysikkens historie: USA-paner om nordlysrakett
<i>Eeg, Jan Olav:</i>	frå skip ved norskekysten i 1953–54..... 81
Symmetriar som brytast –	<i>Ofstad, Per:</i>
Om kva Higgs gjer og ikkje gjer 97	Svein Rosseland – En vitenskapsmann i stjerneklassen 15
<i>Engvold, Oddbjørn:</i>	<i>Osland, Per:</i>
Hva skjer: Kavliprisen i astrofysikk 2012 86	Nytt fra NFS: Birkelandprisen 2012 34
<i>Evensen, Jan Folkvard:</i>	<i>Osland, Per:</i>
Kommentar: Operation Epsilon og Farm Hall 31	Nytt fra NFS: Martin Landrøs pris 90
<i>Grøn, Øyvind:</i>	<i>Renstrøm, Reidun og Hans Herlof Grelland:</i>
Fra Redaktørene 2	Nytt fra NFS: Nettverk for fysikkens historie 118
<i>Grøn, Øyvind:</i>	<i>Samuelsen, Emil J.:</i>
Kommentar: Hva bestemmer universets utvikling 50	Fysikknytt: Glassomer – eit nytt materiale 30
<i>Grøn, Øyvind:</i>	<i>Samuelsen, Emil J.:</i>
Fra Redaktørene 58	Metallisk hydrogen 109
<i>Grøn, Øyvind:</i>	<i>Sandstad, Marit:</i>
Nytt fra NFS: Det lille fysikermøtet 2012 89	Fra Redaktørene 38
<i>Grøn, Øyvind og Henning Knutsen:</i>	<i>Sandstad, Marit:</i>
Kvasarspektra avslører universets historie 44	Fra Redaktørene 94
<i>Grønvoll, Einar og Øyvind Grøn:</i>	<i>Skjeltorp, Arne T.:</i>
Luftspeilinger 72	Hva skjer: Kavliprisen i nanovitenskap 2012 87
<i>Hansen, Ragnhild Schrøder:</i>	<i>Solheim, Jan-Erik:</i>
Hva skjer: Fysikkformidling med smell! 53	Sigurd Einbus nova 39
<i>Hauger, Per:</i>	<i>Sudbø, Asle og Kristian Fossheim:</i>
Debatt: Forbud mot glødelamper 88	In Memoriam: Ivar Svare (1931–2012) 58
<i>Helseth, Lars Egil:</i>	<i>Sørensen, Sven Oluf:</i>
Fysikk og norsk oljeproduksjon 77	Marietta Blau – En pioner i partikkelfysikk 104
<i>Holter, Øivin:</i>	<i>Veseth, Leif:</i>
Atmosfærisk CO ₂ og global temperatur 5	Nobelprisen i fysikk 2012 94
<i>Holtet, Jan, Finn Ingebretsen og Eivind Osnes:</i>	<i>Østgård, Nokolai:</i>
In Memoriam: Øivin Holter (1934–2011) 3	Senter for framragende forskning ved UiB 114
<i>Johnsen, G.K., Lütken, Martinsen og Grimnes:</i>	<i>Aaserud, Finn:</i>
Memristoren - en ny kretskomponent 26	Fra fysikkens historie: 100 år for Bohr-atomet 115
<i>Kanestrøm, Ingolf:</i>	

Negativ absolutt-temperatur

Øyvind Grøn *

Systemer med en øvre grense for energien til partiklene de består av, kan ha negativ absolutt-temperatur. Den 4. januar i år ble det publisert en artikkel i "Science" om eksperimenter utført med systemer som har negativ absolutt-temperatur. Et slikt system er varmere enn et med positiv temperatur. En carnotmaskin som arbeider mellom to reservoarer med negativ temperatur vil ha negativ virkningsgrad. Hvis et medium med negativ temperatur er i termisk likevekt, vil det også ha negativt trykk og kan forårsake frastøtende gravitasjon. Kanskje har universets mørke energi negativ temperatur?

Absolutt-temperatur

Den absolutte temperaturen, T , til en gass er et mål for gassens termiske energi, også kalt gassens indre energi. En ideell gass som består av N en-atomige molekyler, har en indre energi

$$U = \frac{1}{2}Nm\bar{v}^2 = \frac{3}{2}Nk_B T \quad (1)$$

der m er massen til et molekyl, $\bar{v}$ er gjennomsnittsfarten til molekylerne, k_B er boltzmannkonstanten og T er gassens temperatur målt i kelvin. Det følger at den absolutte temperaturen til en gass må være positiv. En temperatur på 0 K svarer til at gassmolekylene ligger i ro.

Men en artikkel publisert i *Science* 4. januar 2013, har tittelen "Negative Absolute Temperature for Motional Degrees of Freedom".⁽¹⁾ Dette kan høres merkelig ut og ville ha vært umulig dersom artikkelen hadde dreid seg om en ideell gass. Men det gjør den ikke. Det finnes andre typer fysiske systemer som kan ha negativ absolutt-temperatur. Dette innebærer imidlertid at det må finnes en definisjon av absolutt temperatur som er vid nok til at temperaturen ikke behøver å være proporsjonal med den positive termiske energien til et system, men som

har denne egenskapen for ideelle gasser.

En slik definisjon har eksistert lenge i termodynamikken.⁽²⁾ Den absolutte temperaturen til et system med entropi S er definert ved likningen

$$\frac{1}{T} = \left(\frac{\delta S}{\delta U} \right)_{N,V}. \quad (2)$$

Definisjonen sier at én delt på den absolutte temperaturen i et fysisk system er lik den partielt deriverte av entropien til systemet med hensyn på den indre energien når systemets volum V og antall molekyler N holdes konstant. Ifølge denne definisjonen er den absolutte temperaturen et mål for tendensen et legeme har til å avgi varme til sine omgivelser. Den innebærer at ved termisk likevekt mellom to systemer hvor det ikke skjer noen netto varmeoverføring mellom systemene, har de like høy temperatur.

La oss se hva denne definisjonen leder til når den anvendes på en ideell gass. Entropien til en en-atomig ideell gass er gitt i den såkalte Sackur-Tetrodelikningen⁽³⁾ som ble utledet allerede i 1912:

$$S = Nk_B \left\{ \ln \left[\frac{V}{N} \left(\frac{4\pi m U}{3N h^2} \right)^{3/2} \right] + \frac{5}{2} \right\} \quad (3)$$

der h er planckkonstanten. Ved å derivere S med hensyn på U mens N og V holdes konstant, og sette resultatet inn i likning (2), fås likning (1).

Om definisjonen av absolutt-temperatur⁽⁴⁾

Vi betrakter to systemer med konstant antall partikler og konstant volum. De har energier U_1 og U_2 , og entropiene er $S_1(U_1)$ og $S_2(U_2)$. Systemene føres sammen slik at de kommer i termisk kontakt, og etter en stund er de to systemene i termisk likevekt og har samme temperatur. Vi vil utlede en likevektbetingelse for det sammensatte systemet. Ved å benytte at totalenergien $U_{tot} = U_1 + U_2$ er konstant, kan entropien i det sammensatte systemet skrives som en funksjon bare av U_1 , nemlig $S = S_1(U_1) + S_2(U_2) = S_1(U_1) + S_2(U_{tot} - U_1)$. Det er termisk likevekt når S har maksimum, dvs. når $dS/dU_1 = 0$, som gir

* Høgskolen i Oslo og Akershus, og Fysisk institutt, UiO.

$$\frac{dS}{dU_1} = \frac{dS_1}{dU_1} + \frac{dS_2}{dU_2} \frac{dU_2}{dU_1} = \frac{dS_1}{dU_1} - \frac{dS_2}{dU_2} = 0, \quad (4)$$

der vi har brukt at $U_2 = U_{tot} - U_1$ og U_{tot} er konstant. Følgelig kan likevektslikningen skrives

$$\frac{\delta S_1}{\delta U_1} = \frac{\delta S_2}{\delta U_2}, \quad (5)$$

der det er brukt partielt derivert siden N og V er forutsatt ikke å variere.

Ifølge definisjonen ovenfor har de to systemene samme temperatur når de er i termisk likevekt. Det ville derfor vært naturlig å definere den absolutte temperaturen ved $T = (\delta S / \delta U)_{n,V}$. Men da ville ikke temperaturen til en ideell gass være proporsjonal med gassens termiske energi. Derfor ble, av slike historiske årsaker, den absolutte temperaturen definert ved likning (2). Nedenfor (likning (7)) skal vi se at hvis man i stedet hadde valgt definisjonen $T_\beta = -(\delta S / \delta U)_{N,V}$, ville man fått en mye penere temperaturskala når vi også tar hensyn til systemer som kan ha negativ temperatur.

Betingelse for negativ temperatur

La oss igjen betrakte en ideell gass i termisk likevekt. Da er sannsynligheten P_i for at en gasspartikkel skal ha en bevegelsesenergi U_i proporsjonal med boltzmannfaktoren, $P_i \propto e^{U_i/k_B T}$. Sannsynligheten kan ikke være større enn 1. Dette krever en nedre grense for energien hvis temperaturen er positiv.

Men definisjonen (2) tillater negativ temperatur. Ifølge denne definisjonen har et system negativ temperatur dersom systemets entropi avtar med økende indre energi. Da vil sannsynligheten for at en partikkel i systemet skal ha energi U_i vokse eksponentielt med energien. Men sannsynligheten kan som nevnt ikke være større enn én. Dette betyr at *negativ temperatur kan opptre bare for et system med en øvre grense for energien til en partikkel i systemet*. En ideell gass oppfyller ikke denne betingelsen. Det er i prinsippet ingen grense for hvor stor kinetisk energi partiklene i en ideell gass kan ha. Derfor kan en ideell gass ha ubegrenset høy temperatur, men den kan ikke ha negativ absolutt-temperatur.

I dagliglivet er negativ absolutt-temperatur fraværende. Men slik temperatur kunne vært realisert i eksperimenter med kvante-spinnsystemer.^(1,5,6) Teorien for termodynamiske systemer med negativ absolutt-temperatur ble utviklet for over femti år siden av Norman F. Ramsey.⁽⁷⁾

Et system med to energinivåer

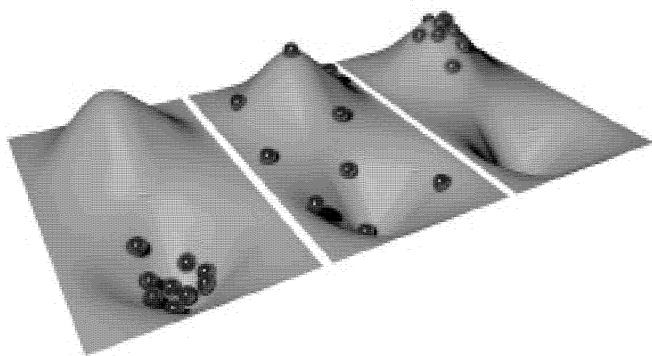
Et av Boltmanns viktigste resultater var den nye forståelsen han ga av entropi og av termodynamikkens 2. lov om at den totale entropien til et system og dets omgivelser ikke kan avta. Dette har ifølge Boltzmann med sannsynlighet å gjøre. Systemene utvikler seg mot mer og mer sannsynlige tilstander, og de makroskopiske tilstander som er mest sannsynlige, er de som svarer til flest mikroskopiske tilstander.

Som et kvantitativt uttrykk for dette etablerte Boltzmann følgende sammenheng mellom entropien til et system og antall mikrotilstander, N , som svarer til en gitt makroskopisk tilstand for systemet,

$$S = k_B \ln N. \quad (6)$$

Ramsey betraktet innledningsvis et system der bare to energinivåer er tilgjengelige for systemets partikler. Systemet har lavest mulig energi dersom alle partiklene befinner seg i det laveste energinivået. Antall mikrotilstander som svarer til denne makrotilstanden er $N = 1$. Dette er en maksimalt velordnet tilstand for systemet, og ifølge likning (7) har systemet nå lavest mulig entropi, $S = 0$. Den største energien oppnås hvis alle partiklene er i det øverste energinivået. Også denne tilstanden er maksimalt velordnet og svarer til at systemet har minimal entropi, $S = 0$. Hvis systemet har en energi mellom den minimale og den maksimale energien, er noen av partiklene i det laveste energinivået og noen i det høyeste. Da er det større mikroskopisk uorden, og systemet har større entropi. Følgelig passerer entropien et maksimum mellom systemet minste og største energi. Denne sammenhengen er illustrert i figur 1, og er vist grafisk i figur 2 for et system med et kontinuum av energinivåer

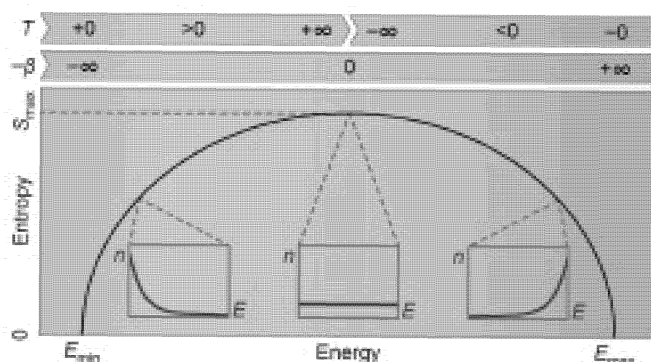
Når systemets energi økes, vil $\delta S / \delta U$ passere fra en positiv verdi gjennom null til en negativ verdi ved maksimumet. Det betyr at systemets temperatur her nærmer seg pluss uendelig og så skifter til minus uendelig på samme måte som hyperbelen $y = 1/x$ ved $x = 0$. Når systemets energi øker videre vokser temperaturen fra minus uendelig mot null. For et slikt system er temperaturen ikke et mål for systemets termiske energi. Systemet har større termisk energi ved negative temperaturer enn ved positive.



Figur 1. Illustrasjon av "energilandskapet" som svarer til en boltzmannfordeling for et system med både en nedre og en øvre grense for energien til partiklene, og et kontinuum av energinivåer. Et slikt system kan ha negativ absolutt-temperatur. For en ideell gass ville "fjelltoppene" vært uendelig høye. Partiklene kan ha både potensiell og kinetisk energi. Makroskopiske tilstander med liten energi svarer til mikroskopiske tilstander som vist til venstre, der bare de laveste energinivåene er okkupert. Her er det stor "mikroskopisk orden". Man har stor informasjon om hvilke energinivåer partiklene okkuperer, og systemet har lav entropi. Når systemet tilføres energi sprer partiklene seg over flere energinivåer, og når den absolutte temperaturen er uendelig stor, er partiklene fordelt med like stor sannsynlighet for å være i et hvilket som helst energinivå. Nå har man minimal informasjon om hvilke energinivåer de enkelte partiklene okkuperer; det er minimal "orden", og systemet er i en makroskopisk tilstand med maksimal entropi. Denne tilstanden er illustrert i den midterste figuren. Når systemet tilføres enda mer energi begynner flere partikler å okkupere de høyeste energinivåene. Man får mer "mikroskopisk informasjon" om hvilke energinivåer de enkelte partiklene okkuperer, og entropien begynner å synke. Den absolutte temperaturen svitsjer da fra $+\infty$ til $-\infty$. Til slutt okkuperer partiklene bare de øverste energinivåene. Entropien har da igjen et minimum, og den absolutte temperaturen er steget til 0 K. Denne tilstanden er illustrert i den høyre figuren.

Betydningen av "varm" og "kald" ved negative temperaturer

Ramsey skriver at i lys av dette kan man hevde at uttrykket "negativ absolutt temperatur" er uheldig og misvisende, og han påpeker at dette er konsekvenser av definisjonen (2) som fysikerne hadde vært enige om å bruke i lang tid. Så lenge denne definisjonen av absolutt-temperatur brukes, må vi akseptere eksistensen av negativ temperatur for systemer med en øvre grense for partiklenes energinivåer, og vi må gi avkall på å oppfatte temperaturen som et mål for den termiske energien til slike systemer.



Figur 2. Grafen viser skjematisk relasjonen mellom entropi og energi for et system som består av n partikler med både en nedre og øvre grense for energi. Innsatt vises hvordan partiklene fordeler seg på ulike energinivåer (her antas et kontinuum av nivåer) når systemets entropi er mindre enn, lik eller større enn maksimum. Det er flest mikroskopiske tilstander med like mange partikler i alle energinivåene. Dette er den mest sannsynlige makroskopiske tilstanden til systemet som da har maksimal entropi. Ved lavere energi er det flere partikler som okkuperer de lave energinivåene, og ved høyere energi de høye energinivåene. Begge disse makroskopiske tilstandene svarer til færre mikrotilstander og derfor lavere entropi. Den deriverte av entropien med hensyn på energien er positiv for lav energi og negativ for høy energi, dvs. at den absolutte temperaturen er positiv for lav energi og negativ for høy energi. Overgangen fra $+\infty$ til $-\infty$ skjer ved entropimaksimum, som vist øverst på figuren. Temperaturen $T_\beta = -\beta$ derimot, vokser monotont med energien, som vist nest øverst.

I tillegg må vi da venne oss til at ordene "varmere" og "kaldere" får en annen betydning enn vi er vant til for de vanlige termodynamiske systemene som alltid har positiv absolutt temperatur. Vanligvis brukes "varmere" synonymt med "har høyere temperatur". Men som to-energinivåsystemet illustrerte, vil kvantespinnsystemer som tilføres energi, ha en absolutt temperatur som kan gå over fra å være positiv til å bli negativ. Det vil da være rimelig å si at et slikt system er varmere når det har negativ temperatur enn når det har positiv temperatur. Dette vil være tilfelle hvis vi definerer "varmere" på følgende måte: *Hvis to legemer bringes i termisk kontakt, er det legemet "varmest" som avgir varme, og det legemet er "kaldest" som mottar varme.* Dersom et legeme med positiv temperatur og et med negativ temperatur bringes i kontakt med hverandre, vil legemet med negativ temperatur avgi varme til det med positiv temperatur. Derfor er det riktig å si at et legeme med negativ temperatur er varmere enn et med positiv temperatur.

Temperaturskalaen fra kaldt til varmt er da slik: *Det kaldest mulige legemet har en temperatur på 0 K. Når det tilføres varme stiger temperaturen jevnt til $+\infty$. Ved fortsatt tilførsel av energi faller temperaturen brått til $-\infty$, og ved ytterligere tilførsel av energi stiger temperaturen til 0 K.* Merk at 1000 K er mellom +300 K og -300 K på veien fra kaldt til varmt. Dette er vist øverst i figur 2.

Når vi tillater negativ absolutt temperatur er det viktig å merke seg at +0 K og -0 K svarer til to fullstendig forskjellige fysiske tilstander. Når temperaturen er +0 K har systemet lavest mulig energi og kan ikke bli kaldere siden det da ikke kan avgi energi. Men når temperaturen er -0 K har det størst mulig energi og kan ikke bli varmere siden det da ikke er i stand til å absorbere energi.

En ny temperaturskala?

Den manglende korrespondansen mellom den absolute temperaturen og det at et system er "kaldt" eller "varmt", samt spranget fra $+\infty$ til $-\infty$, gjør det fristende å innføre en ny temperaturskala. Ramsey påpekte at en temperatur $T_\beta = -\beta$ definert ved

$$\beta = \frac{1}{T} = \left(\frac{\delta S}{\delta U} \right)_{N,V} \quad (7)$$

har penere oppførsel enn T . Denne temperaturen vokser monotont fra $-\infty$ til $+\infty$ når et legeme med begynnelsestemperatur $T = 0$ tilføres varme og går gjennom alle temperaturene omtalt ovenfor (se figur 2). Temperaturen T_β er alltid høyere for et varmt legeme enn for et kaldt.

Men hvis T_β benyttes for systemer som bare kan ha positiv absolutt-temperatur, går en av de vakreste egenskapene til den absolute temperaturen tapt, nemlig at temperaturen er proporsjonal med et systems termiske energi. Derfor snakker fysikerne heller om kvante-spinnsystemer med negativ temperatur, underforstått at det er meget varme systemer.

Termodynamikk for systemer med negative temperaturer

Virkningsgraden til en carnotmaskin er

$$\eta = 1 + \frac{Q_K}{Q_V} = 1 - \frac{T_K}{T_V}, \quad (8)$$

der maskinen absorberer varmen $Q_V > 0$ fra et

varmt reservoar med temperatur T_V og avgir varmen $Q_K < 0$ til et kaldt reservoar med temperaturen T_K . I den vanlige situasjonen der begge reservoarene har positiv absolutt-temperatur er virkningsgrad mellom 0 og 1.

Men hvis begge reservoarene har negativ temperatur, vil det kaldeste reservoaret ha større tallverdi for temperaturen enn det varmeste. Da er $T_K/T_V > 1$, og carnotmaskinens virkningsgrad blir negativ. Den kan også ha en tallverdi > 1 . Dette er høyst forbausende egenskaper for en varmekraftmaskin. Det betyr at i stedet for at carnotmaskinen utfører arbeid når den mottar varme fra et varmt reservoar og avgir varme til et kaldere reservoar (som i dette tilfellet også er svært varmt siden begge temperaturene er negative), så må det gjøres arbeid på maskinen for at carnotsyklusen skal opprettholdes.

Når en carnotmaskin kjøres i revers virker den som en kjølemaskin. Vanligvis defineres en kjølefaktor for kjølemaskiner som *forholdet mellom varmemengden som trekkes ut av det kalde reservoaret og arbeidet som kjølemaskinen utfører*, dvs.

$$K = -\frac{Q_K}{W} \quad (9)$$

som på engelsk kalles *coefficient of performance*, COP. Her regnes arbeidet som må utføres ved hjelp av for eksempel tilført elektrisk energi for å holde kjølemaskinen i gang, som positivt. Kjølefactoren til en carnotmaskin er

$$K_C = \frac{1}{\frac{T_V}{T_K} - 1} \quad (10)$$

Når en kjølemaskin virker mellom to reservoarer med positive temperaturer er kjølefactoren positiv. Da må maskinen for eksempel tilføres elektrisk energi som driver motoren som utfører arbeidet W . Dette er nødvendig for å få maskinen til å gå. Men når den virker mellom to reservoarer med negativ temperatur er $T_V/T_K < 1$, og kjølefactoren blir negativ. Ifølge likning (9) er da arbeidet negativt siden $-Q_K < 0$. Det betyr at kjølemaskinen da leverer arbeid som for eksempel kan brukes til å produsere elektrisk energi, samtidig med at den trekker varme ut fra det minst varme reservoaret (videre omtalt som 'det kalde' selv om det er svært varmt) til det varmeste reservoaret. Tallverdien av kjølefactoren er > 1 . Det betyr ifølge likning (9) at maskinen må ekstrahere mer varme fra det kalde reservoaret enn energien den avgir i form av arbeid.

Hvis varmen som transporteres fra det kalde

reservoaret til det varme, føres tilbake til det kalde reservoaret ved å la reservoarene komme i termisk kontakt, vil man ha konstruert en maskin som kan arbeide syklisk, og hvis eneste virkning er at den fører varme fra et kaldere til et varmere reservoar samtidig med at varmen i sin helhet brukes til å utføre et arbeid.

Dette er i konflikt med en av formuleringene av termodynamikkens 2. lov. Men det er ikke i konflikt med den formuleringen som sier at universets entropi ikke kan avta, siden vi har sett på reversible prosesser hvor universets entropi er konstant.

Negativt trykk

I "Supplementary material"-delen av artikkelen⁽¹⁾ presenterer forfatterne et interessant resonnement. De vil undersøke betingelsen for at et system skal være i termisk likevekt og ser på en avgrenset del av systemet med volum V . Jeg vil først anta systemet er en gass i termisk likevekt med samme temperatur overalt og med en entropi gitt ved likning (3). Derivasjon gir

$$\left(\frac{\delta S}{\delta V}\right)_{N,U} = \frac{Nk_B}{V} \quad (11)$$

Størrelsen på høyre side kan ikke være negativ. For en ideell gass har vi da følgende nødvendige betingelse for at gassen skal være i termisk likevekt

$$\left(\frac{\delta S}{\delta V}\right)_{N,U} \geq 0 \quad (12)$$

Landau og Lifshitz⁽⁴⁾ har gitt et generelt argument som viser at denne likevektsbetingelsen gjelder for alle typer systemer, ikke bare for ideale gasser. Utgangspunktet er at entropien til et isolert system ikke kan avta ifølge termodynamikkens 2. lov. Hvis $(\delta S/\delta V)_{N,U} < 0$ vil et system spontant trekke seg sammen for å øke entropien. Et slikt system er ustabilt. Følgelig må (12) være oppfylt for at systemet skal forbli i likevekt.

Termodynamikkens 1. lov sier at varmen, dQ , som tilføres et system er lik systemets økning i indre energi, dU , pluss volumarbeidet som systemet utfører på omgivelsene, $dW = pdV$. Systemets endring i entropi er:

$$dS = \left(\frac{\delta S}{\delta U}\right)_{N,V} dU + \left(\frac{\delta S}{\delta V}\right)_{N,U} dV = \frac{dQ}{T} = \frac{1}{T}dU + \frac{p}{T}dV \quad (13)$$

Identifisering av koeffisientene foran dU gir likning (2), mens identifisering av koeffisientene foran dV gir likningen

$$\left(\frac{\delta S}{\delta V}\right)_{N,U} = \frac{p}{T}. \quad (14)$$

Fra likningene (12) og (14) følger at et system i termisk likevekt må oppfylle

$$\frac{p}{T} \geq 0. \quad (15)$$

Den absolutte temperaturen og trykket må ha samme fortegn. Dette betyr at et system i termisk likevekt med negativ temperatur også må ha negativt trykk. Et system med positiv temperatur vil være ustabilt og kollapse dersom det har negativt trykk, men den negative temperaturen stabiliserer et system med negativt trykk.

Konsekvenser for universet?

Eksistensen av et medium med stor energi, negativ temperatur og negativt trykk, inspirerer til videre spekulasjoner. Kan dette kaste lys over den kosmiske, mørke energiens natur? Negativt trykk gir opphav til frastøtende gravitasjon. Ifølge relativitetsteorien har et medium med massetetthet ρ og trykk p en gravitasjonell massetetthet

$$\rho_G = \rho + \frac{3p}{c^2}, \quad (16)$$

der c er lyshastigheten i tomt rom. Hvis $\rho_G < 0$ dvs. hvis $p < -(1/3)\rho c^2$ vil mediet forårsake frastøtende gravitasjon. Den kosmiske mørke energien som utgjør 70 % av alt innholdet i universet, må oppfylle denne betingelsen for å kunne forklare universets akselererte ekspansjon. Siden den mørke energien, er i termisk likevekt og har negativt trykk, må den ha negativ temperatur. Kanskje burde man ta hensyn til dette i universmodeller med mørk energi?

Referanser

1. S. Braun et al.: *Negative Absolute Temperature for Motional Degrees of Freedom*. Science **339**, 52–55 (2013)
2. M. Zemansky: *Thermodynamics, Third ed.* McGraw-Hill Book Company, New York (1951)
3. Hyperphysics. Et pedagogisk fysikkurs på Internett: <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/therm/entropgas.html>
4. L.D. Landau and E.M. Lifshitz: *Statistical Physics, Kap. 2*. Pergamon Press (1969)

5. E.M. Purcell and R.V. Pound: *A Nuclear Spin System at Negative Temperature*. Phys. Rev. **81**, 279–280 (1951)
6. A. Rapp, S. Mandl and A. Rosch: *Equilibrium Rates and Negative Temperature for Ultracold Atoms in Optical Lattices*. Phys. Rev. Let. **105**, 220405-1-5 (2010)
7. N.F. Ramsey: *Thermodynamics and Statistical Mechanics at Negative Absolute Temperatures*. Phys. Rev. **103**, 20–28 (1956)

∞

Fysikknytt

Raskt roterende svart hull

Nye observasjoner av de nære omgivelsene til det supermassive svarte hullet i sentrum av galaksen NGC 1365 viser at det har to millioner solmasser og minst 84 % av det maksimale spinnet som relativitetsteorien tillater for et svart hull med denne massen.

I sentrum av galaksen NGC er det en skive av plasma som roterer rundt et supermassivt svart hull med to millioner solmasser. I over ti år har astronomene visst at det svarte hullet roterer hurtig. En kombinasjon av observasjoner og beregninger har vist det. Men observasjonene har ikke vært nøyaktige nok til å fortelle med god presisjon hvor fort det svarte hullet roterer. En gruppe astronomer under ledelse av G. Risaliti, har nå tatt utfordringen med å prøve å bestemme rotasjonshastigheten til dette svarte hullet med større nøyaktighet.⁽¹⁾

Hvordan måles rotasjonshastigheten?

De har utnyttet at i området nærmest det svarte hullet har den roterende plasmaskiven svært høy temperatur, og det eksisterer mange ”klumper” av ekstra varmt plasma i skiven. Dette er intense røntgenkilder. Når noe av denne strålingen treffer andre deler av den roterende materieskiven, reflekteres en del av strålingen. Intensiteten av den reflekterte strålingen som funksjon av frekvensen inneholder informasjon om hvor raskt skiven roterer i områdene nærmest det svarte hullet. Beregninger viser at det er en sammenheng mellom rotasjonshastigheten til skiven i dette området og hullets

rotasjonshastighet. Astronomenes strategi var derfor å bruke røntgenteleskoper til å observere den reflekterte strålingen for ulike frekvenser, dvs. energier (energien til et foton er proporsjonal med strålingens frekvens) i røntgenområdet av spekteret. Det ble brukt to røntgenteleskoper for å oppnå dette. XMM-Newton-romobservatoriet registrerer stråling i den minst energirike delen av spekteret og Nuclear telescopic array, NuSTAR, i den mest energirike delen. Observasjoner med NuSTAR og XMM-Newton-teleskopet har gitt data som viser hvor raskt skiven roterer rett utenfor det svarte hullet (figur 1).

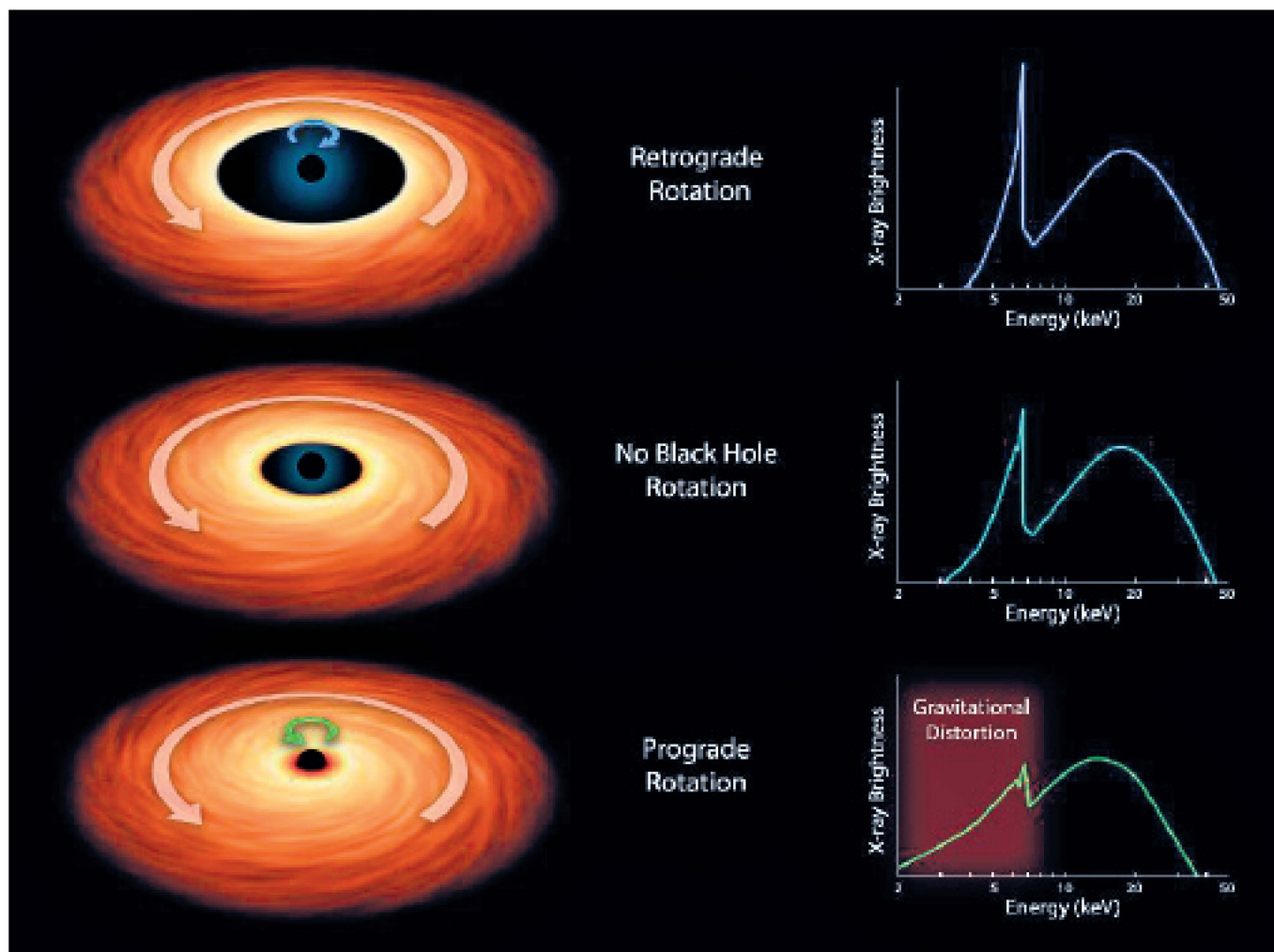
Hva menes med ”roterende svart hull”?

Svarte hull er forutsagt av Einsteins relativitetsteori. De er områder med så sterkt gravitasjonsfelt at selv lys ikke kan komme ut fra dem. Hvis materie kommer inn i et svart hull faller den inn mot sentrum, og hva som skjer der sier teorien ikke noe om. Trolig trengs det en kvantegravitasjonsteori for å kunne beskrive forholdene ved sentrum.

Overflaten av et svart hull kalles horisonten og er definert som en flate det er mulig å slippe inn gjennom, men ikke ut igjen. Det er ikke noe materielt som markerer horisonten. Hvis man passerer gjennom horisonten til et supermassivt svart hull, merker man ikke noe spesielt før litt senere. Da vil man strekkes i vertikalretningen fordi tyngdeakselerasjonen øker med dybden. Likevel snakker man om at et svart hull kan rotere. Da tas det utgangspunkt i hullets spinn. Det er en slags rotasjonsmengde som er analog til bevegelsesmengde, dvs. masse ganger fart.

Spinn er treghetsmoment ganger vinkelhastighet. Treghetsmomentet til en masse er mindre desto mindre utstrekning masse har. Så lenge det ikke virker krefter som prøver å dreie på et legeme, vil spinnet være bevart. Dette er årsaken til at en kunstløper roterer raskere når armene trekkes inn. Da minker treghetsmomentet og vinkelhastigheten øker.

Når masse trekkes inn mot et svart hull vil bevegelsen vanligvis ikke peke rett mot sentrum. Legemet følger da en spiralbane som etter hvert kan gå over til en sirkulær bane. Men bremses legemets hastighet av en materieskive det passerer gjennom, vil det trekkes inn i det svarte hullet. Legemet tar med seg spinn, og når det passerer gjennom horisonten legger det svarte hullet beslag på spinn. Svarte hull med spinn sies å være roterende.



Figur 1. Her illustreres prinsippet for å bestemme hvor raskt et svart hull roterer ut fra observasjoner av røntgenstråling fra det roterende plasmaet utenfor hullet. Intensitetsfordelingen av røntgenstråling reflektert fra plasmaskiven avhenger av hullets rotasjon i forhold til skiven. Dette vises i diagrammene til høyre på figuren.

Treg draeffekt

En av forutsigelsene til relativitetsteorien, såkalt ”*inertial dragging*” eller ”treg draeffekt”, ble bekrefteet så sent som i perioden fra år 2000 til 2006 ved hjelp av LAGEOS-satellittene og Gravity Probe B. Effekten kan lettest forstås ved å tenke på rommet som en elv som består av frie partikler.⁽²⁾

I sammenheng med svarte hull defineres romelven av frie partikler som slippes fra et område langt fra det svarte hullet. Hvis det svarte hullet ikke roterer vil slike partikler falle rett inn mot sentrum av det svarte hullet med økende fart. Ved overflaten av det svarte hullet renner romelven med lysets hastighet, og innenfor med overlyshastighet.

Legemer som beveger seg gjennom rommet kan ikke akselereres opp til overlysfart, men for rommet selv er det ingen slik begrensning. Relativitetsteorien tillater at romelven renner med overlysfart.

Når man prøver å skyte noe ut av et svart hull drar romelven det innover - også lys - på samme måte som at en fisk dras nedover i en elv som renner raskere enn fisken klarer å svømme. Dette er forklaringen på at ikke noe kommer ut av et svart hull.

Nær et roterende svart hull gjør den gravitasjonelle draeffekten at romelven roterer i samme retning som det svarte hullet. Der kan romelven rotere nesten like raskt som det svarte hullet. Dette gjør noe med den innerste delen av oppsamlingsskiven rundt et roterende svart hull. Det eksisterer stabile sirkulære partikkelbaner lengre ned mot det svarte hullet desto raskere det roterer. Dermed vil den indre grensen av en oppsamlingsskive som roterer i samme retning som det sentrale svarte hullet, være nærmere hullet desto raskere det roterer.

Resultatet av de nye målingene

Forskerne kan bestemme hvor nær den indre kanten av en oppsamlingsskive er det sentrale supermassive hullet, ved å kartlegge hvordan intensiteten av røntgenstråling fra det indre området av skiven fordeler seg på ulike frekvenser eller energier.

Figur 1 illustrerer hvordan rotasjonen til det sentrale svarte hullet påvirker intensitetsfordelingen. Den skarpe toppen skyldes stråling fra jernatomer som beveger seg sammen med oppsamlingsskiven. Jo raskere det svarte hullet roterer i samme retning som skiven, desto lengre ned mot det svarte hullet er kilden til strålingen. På vei til Jorda må da strålingen klatre opp gjennom et sterkere gravitasjonsfelt nær det svarte hullet, og det gjør at en mindre del av den utsendte strålingen treffer Jorda. Dermed blir intensitetstoppen som skyldes jernatomene, lavere. Dette kan brukes til å bestemme det svarte hulls spinn.

De samlede observasjonene med NuSTAR og XMM-Newton viste at det sentrale svarte hullet roterer så raskt at spinnet er minst 84 % av det maksimale spinn som tillates for et supermassivt svart hull med to millioner solmasser.

Referanser

1. Guido Risaliti et al: *A rapidly spinning supermassive black hole at the centre of NGC 1365*. *Nature* **494**, 449–451 (2013)
2. Simen Bræck og Øyvind Grøn: *A river model of space*. *European Physical Journal Plus* **128**, artikkel 24 (2013)

Øyvind Grøn

∞

HUSK Å BETALE
KONTINGENTEN

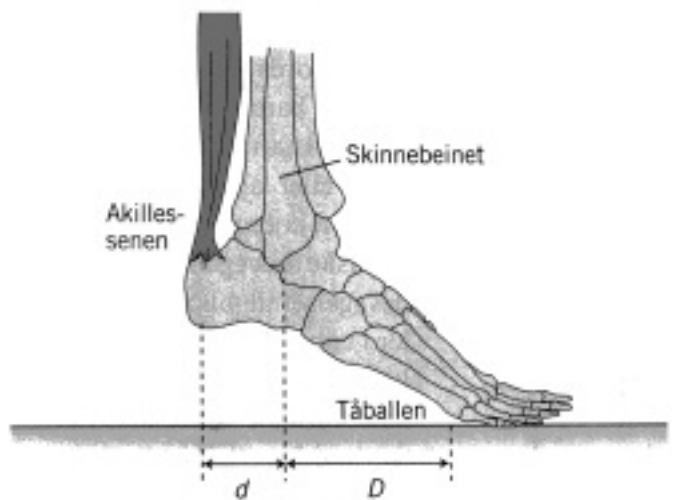
Fysikk i skolen

Spanande fysikkoppgåve i statikk

Oppgåve 15.08 i læreboka "Rom Stoff Tid, Forkurs" (Cappelen Damm)

Oppgåve:

Akillesenen er festet til hælbeinet bak på foten slik figuren viser. En gutt på 70 kg står på ett bein og hever hælen så vidt frå gulvet slik figuren viser. Vi antar at tyngdekraften på gutten virker langs en linje nedover langs skinnebeinet. Avstanden D er dobbelt så stor som d . Hvor stor er belastningen (kraften) på akillesenen? (Sjå figur 1).



Figur 1. Figur til oppgåve i læreboka.

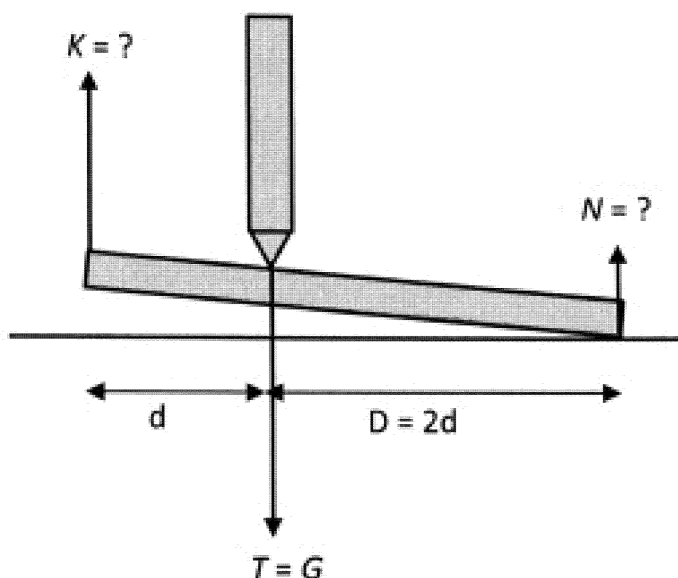
Det er to negative ting med denne oppgåva. Det eine er at fasitsvaret i læreboka er feil. Det andre er at oppgåveteksten leiar studentane til å tenkje feil slik at dei får fasitsvaret. Dette siste får meg til å tru at dei som har laga oppgåva har tenkt feil frå første stund. Likevel er det ikkje feil i oppgåvetipset i læreboka sine nettsider. Eg synest likevel at dette er ei spanande fysikkoppgåve som gjev grunnlag for refleksjonar.

Setninga som leiar studentane til å tenkje feil, er følgjande: "Vi antar at tyngdekraften på gutten virker langs en linje nedover langs skinnebeinet." Oppgåva hadde vore langt betre utan denne setninga. Om ein hadde ønskt å presisere oppgåva meir, kunne det heller ha stått at alle kreftene som verkar på foten, verkar vertikalt.

Vi kan gjere eit lite forsøk som viser at den nemnde setninga er feilaktig. Lat ein student stå med hælen i golvet og elles i avslappa stilling rett opp og ned. No er det rimeleg at tyngdekrafta verkar langs ei linje ned langs skinnebeinet. Be så studenten om å gå opp på tå utan samstundes å skuve kroppen litt fram. Straks studenten gjer dette, vil han falle bakover. Det oppstår eit ubalansert kraftmoment som dreier kroppen bakover. Det vi gjer utan å tenkje etter, er å flytte tyngdepunktet framover når vi går opp på tå slik at det blir liggjande over tåballen framfor skinnebeinet i leggen.

Løysinga som gjev fasitsvaret

Ved å leggje dreieaksen under tåballen ved N på figur 2, blir kraftmomentet til den ukjende krafta N lik null.



Figur 2. Ukorrekt figur med dreieakse ved N . K er krafta i akillessena, T er krafta frå skinnebeinet og N er normalkrafta frå underlaget.

Jamvektsvilkår:

$$\sum M = M_K + M_T + M_N = 0 \wedge M_N = 0$$

$$-(2d + d) \cdot K + 2d \cdot T = 0$$

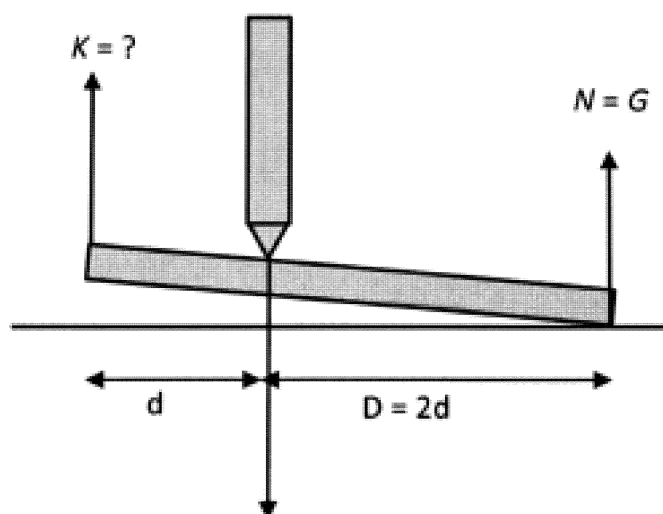
$$K = \frac{2d \cdot T}{3d} = \frac{2}{3}T$$

$$K = \frac{2}{3}G = \frac{2}{3}mg = \frac{2}{3} \cdot 70 \text{ kg} \cdot 9,81 \frac{\text{N}}{\text{kg}} \approx 0,46 \text{ kN}$$

Dette er det feilaktige fasitsvaret. Den verkelege krafta blir vesentleg større. Fasitsvaret ville vere rett dersom det ikkje var akillessena som skulle løfte guten, men ei ytre kraft.

Ei enkel løysing som gjev korrekt svar

Ved å leggje dreieaksen ved T på figur 3, blir dreiemomentet til den ukjende krafta T lik null. Krafta N under tåballen er kjend. Det er jo normalkrafta på personen frå underlaget.



Figur 3. Korrekt figur med dreieaksen ved T . K er krafta frå akillessena, T er krafta frå skinnebeinet og G er tyngda av personen.

Jamvektsvilkår:

$$\sum M = M_K + M_T + M_N = 0 \wedge M_T = 0$$

$$-d \cdot K + 2d \cdot N = 0$$

$$K = 2N = 2G$$

$$K = 2mg = 2 \cdot 70 \text{ kg} \cdot 9,81 \frac{\text{N}}{\text{kg}} \approx 1,4 \text{ kN}$$

Dette er det korrekte svaret. Vi ser at krafta blir mykje større enn den som fasitsvaret gjev.

Kva er feil i fasitsvaret?

Her kjem fysikkdidaktikken inn for fullt. Dersom vi gjev denne oppgåva til ein klasse utan at studentane får sjå fasiten, vil gjerne ein liten del av klassen få det korrekte svaret, mens resten får fasitsvaret.

Dette gjev eit godt grunnlag for ein fagleg diskusjon i klassen. Begge svara kan jo ikkje vere rette.

Ein måte å vekke studentane på er å be dei som har fått fasitsvar om å rekne ut krafta N under tåballen. Det gjer vi ut frå jamvektsvilkåret, Newtons 1. lov:

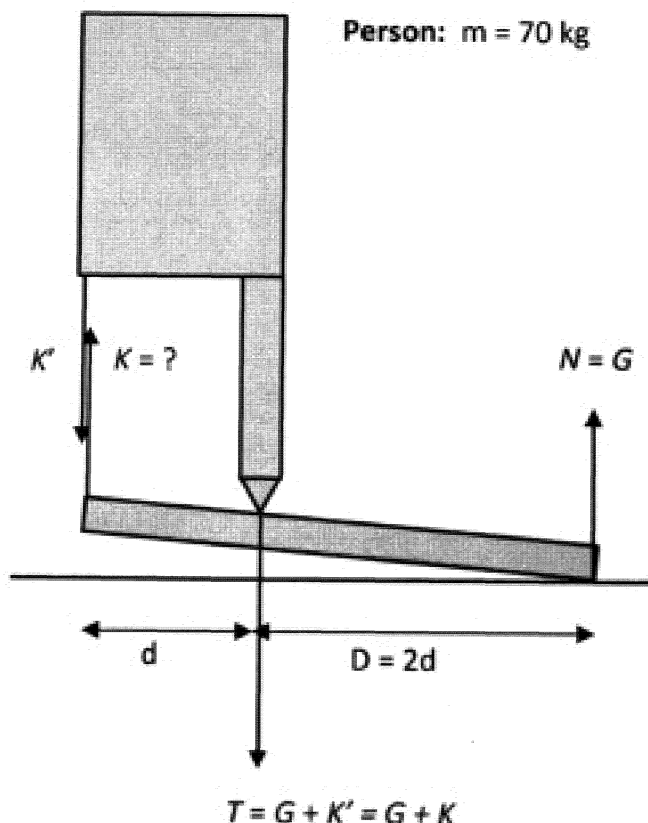
$$\sum F = K - T + N = 0$$

som gjev

$$N = T - K = G - \frac{2}{3}G = \frac{1}{3}G$$

Dette gjev grunnlag for meir diskusjon i klassen. Løysinga som fører til fasitsvaret, fører også til at normalkrafta frå underlaget på ein person blir redusert til ein tredel når personen går opp på tå! Her må det difor vere noko som er galt!

Feilen ved løysinga som gjev fasitsvar, er at krafta T ikkje er lik G . Grunnen til det er at akillessena er festa oppe på leggbeinet som illustrert i figur 4.



Figur 4. Forenkla figur som viser skjematisk at akillessena er festa oppe på leggen og dreg leggen ned med ei kraft K . K er krafta i akillessena, T er krafta frå skinnebeinet, G er tyngda av personen og K' er draget i den andre enden av akillessena, $K' = K$.

Det er ikkje rimeleg å vente at studentane skal sjå dette slik at dei får rett verdi for krafta T . Figuren i oppgåva, figur 1, viser ikkje det øvre festet for akillessena. (Akillessena er festa til leggmuskelen som dels er festa til leggbeinet under kneet og dels til lårbeinet over kneet. Det gjer at krafta T mellom leggbeinet og foten aukar når vi strammer leggmuskelen.) Med korrekt verdi for krafta $T = G + K$ kan vi gjerne løyse oppgåva på same måte som det er gjort i læreboka, med dreieaksen under tåballen.

Jamvektsvilkår:

$$\sum M = M_K + M_T + M_N = 0 \wedge M_N = 0$$

$$-(2d + d) \cdot K + 2d \cdot T = 0 \wedge T = G + K$$

$$-3d \cdot K + 2d \cdot (G + K) = 0$$

$$-3K + 2G + 2K = 0$$

som gjev:

$$K = 2G$$

I innleiinga nemnde eg at det ikkje er feil i læreboka sine nettsider (rstnett.cappelendamm.no) der vi kan få tips til løysing av oppgåvene i boka. Om denne oppgåva (15.08) står der: *Siden kraften på tåballen må tilsvare tyngdekraften på gutten, kan den enkelt beregnes først. Kraften fra skinnebeinet er ikke kjent, men dersom vi lar rotasjonsaksen ligge her, slipper vi unna problemet. Da kan vi finne kraften fra akillessenen ved å bruke vilkåret for rotasjonslikevekt.*

Dette er rett, men oppgåveteksten og fasitsvaret i læreboka er feil. Hadde det ikkje vore feil i fasiten, hadde nok heller ikkje alle desse tankane dukka opp hos meg. Såleis gjeld ordtaket: Aldri så gale at det ikkje er godt for noko!

Per Vassbotn
Høgskolen i Sogn og Fjordane

∞

Hva skjer



Figur 1. På Bohr Institutets fasade ser vi et dynamisk kunstverk av lysflekker, et "Colliderskop", som er forbundet med eksperimentene ved CERN slik at lysmønsteret på veggen skifter "i takt" med at partikler detekteres etter kollisjoner i LHC-akseleratoren.

Åpningen av Bohr-året 2013

År 2013 markerer 100-årsjubileet for Bohrs atommodell, og i den anledning planlegges en rekke arrangementer ved Niels Bohr Institutet i København. En gjeng på seks fysikklærere og lærerutdannere var så heldige å bli invitert til et åpningsarrangement den 28. januar, i selskap med kolleger fra Sverige og Danmark.

På programmet sto historiske foredrag, fagdidaktiske diskusjoner, besøk på Bohrs kontor, som har stått urørt siden hans død i 1962, og innlegg om hvordan kvantefysikken kan komme til anvendelse i framtidig teknologi som f.eks. i kvantedatamaskiner.

Bak arrangementet sto Danmarks Fysik- og Kemilærerforening og Niels Bohr Institutet. De planlegger en rekke skolerettede aktiviteter i løpet av Bohr-året, bl.a. skal det utvikles en "kvantekoffert" med beskrivelser og utstyr til kvantefysikkrelaterte forsøk, og det skal lages fagsider og animasjoner på nettet som presenterer kvantefysikk generelt og Bohrs bidrag spesielt.

Københavnbesøket omfattet også en tur opp i Rundetårn. Der fikk vi se vakkert restaurerte lokaler til temporære utstillinger, modeller av Tycho Brahes observatorium på Hven, samt originalutgaver av noen av Tychos bøker. Et høydepunkt i

bokstavelig forstand var observatoriet på toppen av tårnet, med et fullt operativt teleskop.

Ellen K. Henriksen og Carl Angell

∞

Yaras Birkelandpris 2013

Yaras Birkelandpris i fysikk og kjemi som første gang ble delt ut i 2009, går til den PhD-avhandlingen som er best i samsvar med Birkelands forskerånd. Norske universiteter og høyskoler kan nominere aktuelle kandidater til prisen. Doktorgradsarbeider som er bedømt inntil to kalenderår tilbake kan være med i konkurransen. Vinneren kåres av en fagkomité, og avhandlingen skal vekselvis velges fra fagområdene fysikk og kjemi. Prisen består av 100 000 kr og et diplom. I 2013 er det Yaras Birkelandpris i kjemi som skal deles ut. Fristen for å komme med forslag er 15. mai. Utvalgskomiteen ledes av Tor Henning Hemmingsen, prorektor ved Universitetet i Stavanger. Han er oppnevnt av Norsk Kjemisk Selskap.

Ved tildeling av prisen legger fagkomiteen vekt på at det vitenskapelige innholdet i oppgaven bidrar så langt som mulig til teknologiske gjennombrudd og innovasjon. Prisen skal fokusere på miljø og teknologi, og skape interesse for tverrfaglig forskning og utvikling.

Birkelandprisen i fysikk og kjemi ønsker å utfordre universitetene med Birkelands beste praksis og målsetting for hvordan ting kan gjøres og hva som kan oppnås. Dagens forskere kan lære mye av Kristian Birkeland, mener Yara, som ønsker å trekke fram hans praktiske og tverrfaglige virksomhet.

Yara ønsker å inspirere til fremragende forskning, både ved å belønne solid faglig innsats og ved å bidra til synliggjøring og honorering av gode resultater. Innovasjon har en avgjørende betydning både for Yaras virksomhet og for samfunnet som helhet, sier konsernsjef Jørgen Ole Haslestad.

Yaras Birkelandpris i kjemi for 2013 deles ut i forbindelse med Birkelandforelesningen på Det Norske Videnskaps-Akademi i september.

Mer informasjon om prisen kan fås ved henvendelse til leder av Birkelandkomiteen, professor Jan Anstein Holtet, på e-post: j.a.holtet@fys.uio.no

Anne-Marie Astad

∞

Nytt fra NFS

Fysikermøtet 2013

I år arrangeres Fysikermøtet av Universitetet i Bergen og Høgskolen i Bergen i samarbeid med Norsk Fysisk Selskap og Norsk Fysikklærerforening. Møtet finner sted fra 7. til 10. august på UiB- og HiB-campus.

Møtet vil bestå av plenumsforedrag av generell interesse, og parallellsesjoner som tar vare på faglig dybde innen selskapets faggrupper. Den foreløpige planen for plenumsforedragene omfatter:

- Nobelprisen i fysikk 2012
- Funnet av higgsbosonet og veien videre
- Medisinsk fysikk
- Fysikken i karbonsekvistrering
- Presentasjon av programmet til Birkeland-senteret i romfysikk
- Ny undervisningsmetodikk i fysikk.

Vi minner lederne for faggruppene om å begynne organiseringen av parallellsesjoner.

Foreløpige websider for Fysikermøtet er: web.ift.uib.no/fysikermotet2013. Vel møtt!

Anna Lipniacka

Prisutdelinger ved Fysikermøtet

Ved årets Fysikermøte, 7–10. august, vil det bli delt ut følgende priser:

- Norsk Fysisk Selskaps Undervisningspris
- Vinghøgprisen i elektrooptikk
- Martin Landrøs pris for fremragende mastergradsoppgave i fysikk.

Informasjon og statutter for prisene finnes på <http://www.norskfysikk.no/nfs/nfs/priser/>

Det oppfordres herved til å nominere verdige kandidater! Fristen for nominering til prisene er 15. april. Nominasjoner sendes til NFS (nfs@fys.uio.no) med kopi til undertegnede (per.osland@ift.uib.no).

Per Osland

Nordisk fysikermøte i Lund

Annethvert år arrangeres et Nordisk fysikermøte, siste gang som "Physics Days" i Helsinki i 2011. Neste møte i serien arrangeres i Lund, 12-14. juni 2013. Informasjon og påmeldingsskjema finnes på <http://www.fysik.lu.se/english/npd2013/>

NFS er medarrangør og oppfordrer herved til deltakelse. Det tas sikte på å arrangere et tilsvarende fysikermøte i Norge i 2015.

Per Osland

∞

Nye medlemmer 2012

Andreassen, Runar; Nannestad vgs.

Arntzen, Anders Einar; Radium/Ulleval

Birkenes, Tor Inge; ingeniør R&D.

Bjerkkan, Pål Ove; Oppdal vgs.

Borck, Øyvind; Randaberg vgs.

Bøe, Maria Vetleseter; Naturfagsenteret Oslo

Danielsson, Inga; Sonans vgs., Drammen

Erlandsen, Sigrun; Arendal vgs.

Ersland, Geir; IFT, UiB

Flatjord, Jill Renate; Sogndal vgs.

Flø, Ellen Egeland; Mailand vgs.

Iversen, Sigrid; Levanger vgs.

Kruse, Ole Mathis Opstad; IMT, UMB, Ås

Myklebust, Runar; Tingvoll vgs.

Nilsen, Torger; Mosjøen vgs.

Nordby, Kaja; Frisvold privatgymnas

Olesen, Johannes; Hammerfest vgs.

Oma, Lars Gunnar; AOF Haugaland

Pettersen, Helge; Helse Bergen

Pilskog, Ingjald; PhD-student, UiB

Reinholtzen, Frank-Erik; Hadsel vgs.

Sjøvik, Vegard; leder av Newtonrom i Drammen

Vestbøstad, Else Midttun; Strand vgs.

Øgreid, Odd Magne; førsteamanuensis, HiB

Øynes Mona; Høgskolen i Bergen

∞

Nye Doktorer

Peter Lundgaard Rosendahl



Cand.scient. Peter Lundgaard Rosendahl disputerte 11. jan. 13 for PhD-graden ved UiB med avhandlingen: *Searching for the Higgs Boson in Pairs of Tau Leptons in Data from the ATLAS Experiment*.

I juli 2012 ble en ny partikkel oppdaget ved CERN som kan være det ettertraktede higgs-bosonet. Selv om standardmodellen har kunnet beregne prosesser mellom alle de kjente partiklene, så har higgsmekanismen, som trengs for å gi partiklene masse, manglet verifikasjon, idet man inntil juli i fjor ikke hadde funnet higgsbosonet. Kandidaten som er observert er hittil bare sett i mellom- og slutt-tilstander som inneholder kraftbærende bosoner. Hvis den nye partikkelen virkelig er higgsbosonet, skal den også kunne observeres i henfall til fermioner, noe som ennå ikke er gjort.

Rosendahls avhandling er konsentrert om data fra ATLAS-eksperimentet, inneholdende par av tau-leptoner. Disse er vanskelig å studere på grunn av deres raske henfall til andre partikler. Studiene viser at påvisning av higgsbosonet kan være nært forestående også i denne slutt-tilstanden. I tillegg til bidrag til søk etter higgsbosonet, presenterer Rosendahl også en ny, generell metode for å rekonstruere resonanser som henfaller til et par av tau-leptoner. Det vises at denne metoden gir forbedret presisjon når resonansens masse og spinn skal studeres. Videre har Rosendahl utviklet automatiske kalibreringsverktøy som er tatt i bruk i ATLAS sin spordetektor (SCT).

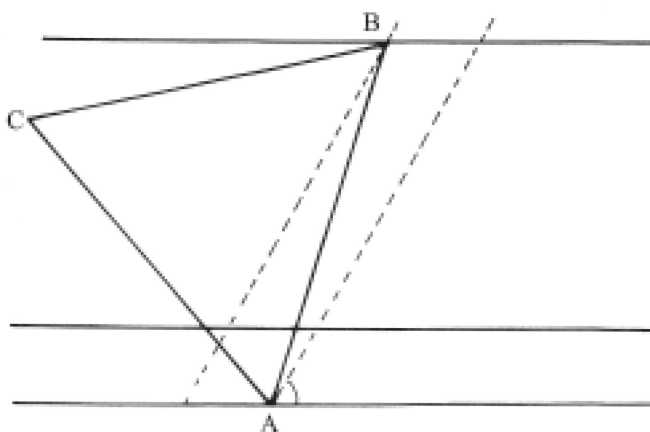
Peter Lundgaard Rosendahl har vært stipendiat i ATLAS-gruppen ved UiB. Veiledere har vært professorene Bjarne Stugu og Anna Lipniacka.

Trim i FFV

Løsning på FFVT 4/12

Speilinger

I oppgaven var det gitt tre parallelle linjer, og en skulle konstruere en likesidet trekant med ett hjørne på hver linje.



I figuren er det konstruert to linjer (stiplet) som danner 60° med to av de oppgitte linjene, og som har samme innbyrdes avstand som disse. Deretter er det trukket en linje fra A til et skjæringspunkt B med den tredje linjen, og på denne linjen AB er en likesidet trekant ABC konstruert. Når trekanten ABC deretter dreies 60° med urviseren vil de stiplete linjene falle sammen med de opprinnelige linjene, og hjørnet C vil innta plassen til B . Derved vil den likesidede trekantens hjørner ligge på de opprinnelige parallelle linjene.

FFVT 1/13

Teaterbesøk

N nonchalante fysikere, deriblant du, går i et teater med $N + M$ seter, og setter seg på tilfeldige plasser uten hensyn til hva som står på billettene.

Deretter fylles salen med M matematikere som forlanger å få sitte på sine riktige plasser. En fysiker som må flytte seg tar sin riktige plass for å unngå å måtte flytte seg nok en gang. Er hans riktige plass opptatt av en kollega, må sistnevnte flytte seg. Hva er sannsynligheten for at du blir sittende i ro?

∞

Avsender:
Fra Fysikkens Verden
Fysisk institutt, Universitetet i Oslo
Boks 1048 Blindern
0316 Oslo



Retningslinjer for forfattere

FRA FYSIKKENS VERDEN utgis av Norsk Fysisk Selskap og sendes til alle medlemmer. Disse er vanligvis utdannet fra universiteter og høyskoler med fysikk i sine fagkretser. Andre kan også abonnere på bladet. Blant disse er elever og biblioteker ved videregående skoler. Bladet gis ut fire ganger i året, i mars, juni, oktober og desember. Tidsfristene for stoff er 1. februar, 1. mai, 1. september og 1. november. Opplaget er f.t. 1900.

FORMÅLET MED FFV er å gi informasjon om aktuelle tema og hendinger innen fysikk, og å bygge bro mellom forskere, fysikklærere, studenter og andre interesserte. Ikke minst ønsker FFV å være til hjelp for elever og lærere i videregående skoler og andre undervisningsinstitusjoner. Dette krever at artikler og annet stoff er skrevet på norsk og på en lett forståelig måte. Faguttrykk må defineres. En verbal form er oftest å foretrekke fremfor matematikk. Men det må brukes standard begreper og enheter. Matematikken må være forståelig for vanlige fysikkstudenter. Artiklene i FFV skal primært gi informasjon til dem som er utenfor det aktuelle fagfeltet. Artikler som bare forstås av en liten faggruppe har ingen plass i bladet. Alt stoff blir vurdert redaksjonelt, og redaksjonen forbeholder seg rett til å foreta mindre endringer.

MANUSKRIPTER leveres i en form som forfatteren mener er direkte publiserbar. De skal leveres elektronisk, helst som e-post. Dersom formatet ikke er ren tekst (helst LATEX) eller i Microsoft Word, må det merkes med hvilket tekstbehandlingsprogram som er brukt. Under alle omstendigheter må redaksjonen kunne forandre teksten direkte.

ARTIKLER bør ikke være lengre enn 6 sider med trykt tekst og figurer. Større avsnitt i teksten bør markeres med undertitler. Unngå fotnoter. Referanser kreves ikke, men det er ønskelig med en liste over lett tilgjengelig tilleggstoff.

SMÅSTYKKER: Gratulasjoner, nekrologer, bokomtaler, skolestoff, møtereferater etc. mottas gjerne, men de må ikke være lengre enn 1–2 sider. Bokkronikker kan være noe lengre. Doktoromtaler begrenses til en halv side inkludert bilde.

ILLUSTRASJONER er en viktig del av en artikkel. Legg derfor mye omtanke i figurene. All tekst skal være på norsk. Figurene vil som regel bli trykt i svart/hvitt med en spaltebredde på 8,6 cm. Av økonomiske grunner vil bilder bare i spesielle tilfeller trykkes i farger. Figurene bør være på elektronisk form i et standard grafisk format og med god oppløsning. Vi kan unntaksvis motta figurer eller bilder som urastrerte kopier. Figurer og tabeller skal være referert i den løpende teksten, og ønsket plassering må markeres. Hvis forfatterne selv ikke har laget figurene, skal opprinnelsen oppgis. Forfatterne må selv innhente tillatelse til bruk av slike illustrasjoner.

FORSIDEBILDER velges som regel i tilknytning til en av artiklene. De må være teknisk gode og kan trykkes i farger.

KORREKTUR: Forfatterne får tilsendt korrektur som må returneres snarest. Det må ikke gjøres unødige endringer i korrekturene.

Norsk Fysisk Selskap

STYRE

President:

Professor Per Osland
Inst. for fysikk og teknologi, UiB
e-post: per.osland@ift.uib.no

Visepresident:

Professor Åshild Fredriksen
Inst. for fysikk og teknologi, UiT
e-post: ashild.fredriksen@uit.no

Styremedlemmer:

Professor Jon Otto Fossum
Institutt for fysikk, NTNU
Professor Håvard Helstrup
Høgskolen i Bergen
Professor Ulf R. Kristiansen
Inst. for elektronikk og telekom., NTNU
Postdoktor Eirik Malinen
Radiumhospitalet, Oslo
Førsteaman. Kjartan Olafsson
Inst. for fysikk og teknologi, UiB
Professor Jon Samseth
Høgskolen i Akershus, Lillestrøm
Lektor Morten Trudeng
Asker videregående skole

Selskapets sekretær:

Cand.scient. Trine Wiborg Hagen
Fysisk institutt, UiO,
Pb. 1048 Blindern, 0316 Oslo.
e-post: nfs@fys.uio.no
Bankgiro: 7878.06.03258

Fra Fysikkens Verden

Redaktører:

Professor Øyvind Grøn
Høgskolen i Oslo og Akershus, og
Fysisk institutt, UiO
Stipendiat Marit Sandstad
Inst. for teoretisk astrofysikk, UiO

Redaksjonssekretær:

Karl Måseide
Fysisk institutt, UiO

Redaksjonskomité:

Professor Odd-Erik Garcia
Institutt for fysikk, UiT
Professor Per Chr. Hemmer
Institutt for fysikk, NTNU
Førstelektor Ellen K. Henriksen,
Fysisk institutt, UiO
Professor Morten Førre
Inst. for fysikk og teknologi, UiB

Ekspedisjonens adresse:

Fra Fysikkens Verden
Fysisk institutt, Universitetet i Oslo,
Boks 1048 Blindern, 0316 Oslo.
Tlf.: 22 85 64 28 / 22 85 56 68
Fax.: 22 85 64 22 / 22 85 56 71
e-post: oyvind.gron@hioa.no
e-post: marit.sandstad@astro.uio.no
e-post: k.a.maseide@fys.uio.no

Fra Fysikkens Verden kommer ut 4 g. årlig.
Abonnement tegnes hos selskapets sekretær.
Årsabonnement 120 kr. (Studenter 60 kr.)
Lossalg 40 kr. pr. nummer.